Versuche über Schalldurchlässigkeit, Schallreflexion und Schallabsorption.

Inaugural-Dissertation

zur

Erlangung der Doktorwürde

der

Hohen philosophischen Fakultät

der

Universität Leipzig

vorgelegt von

Franz Weisbach

aus **Plauen** i. V.

ACAD. LUGD. BAT. BIBL.

Weida i. Th.
Druck von Thomas & Hubert
Spezialdruckerei für Dissertationen
1910.

Angenommen von der mathematisch-naturwissenschaftlichen Sektion auf Grund der Gutachten der Herren

Wiener und Des Coudres.

Leipzig, den 4. März 1910.

Der Procancellar.

Rohn.

Meiner lieben Mutter
in Dankbarkeit zugeeignet.

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41546804_0061

Inhalt.

Seite

Einleitung: Aufgabe und Methoden 7

Schallquelle:

Stimmgabel und Stimmgabelunterbrecher 11

Telephon-Sinusinduktor 15

Empfangsapparate:

Zernowsche Anordnung 15

Mikrophon 19

Telephon 20

Saitengalvanometer 21

Mathematische Entwicklung für Durchlässigkeit und Reflexion . . 24

Versuche:

Meßmethode 29

Durchlässigkeit 30

Reflexion an freistehenden Wänden 40

Reflexion an Fensterflügeln 44

Reflexion am Boden eines Resonanzrohres 47

Absorption 65

Beispiele aus der Praxis 67

Einleitung.

Aufgabe der vorliegenden Arbeit war es, experimentell einigen Fragen näher zu kommen, die sich über die Schallintensitätsverteilung in offenen und geschlossenen Räumen ergeben, insbesondere die Intensitätsänderung zu untersuchen, die ein Ton aus dem Gebiete der musikalischen Praxis ($n = 236$ Doppelschw. i. d. Sek.) erfährt durch Wände verschiedener Stärke und Struktur, die sich im Bereich seiner Ausbreitung befinden; anders: Konstruktion eines praktischen Intensitätsmessers und Untersuchungen damit über Durchlässigkeit, Reflexion und Absorption.

Will man Tonintensitäten messen, so handelt es sich zunächst immer darum, eine konstante Schallquelle zu haben, in diesem Falle dazu eine solche von großer Schallintensität. Zu dem Zwecke versuchte ich anfänglich die Methode von Lebedew-Zernow (A. d. Ph. 21, p. 131, 1906), die darin besteht, daß eine Stimmgabel mit Resonanzkasten elektromagnetisch erregt wird, indem der Strom durch einen durch eine zweite Stimmgabel synchronisierten Quecksilberstrahlturbinenunterbrecher unterbrochen wird. Aber trotz verschiedener Anordnungen und Verbesserungen der vorhandenen Apparate konnte ich die kleinen Intensitätsschwankungen nicht ganz beseitigen. Daher ersetzte ich später diesen Unterbrecher durch einen synchronen Stimmgabelunterbrecher und erreichte damit einen ebenso kräftigen und reinen Ton von ausgezeichneter Konstanz für längere Zeit. Durch Einschalten von Widerstand und mittels mikroskopischer Amplitudenmessungen kann die Schallabgabe meßbar variiert werden.

Das nächste Bedürfnis, besonders der Raumakustik, ist ein Apparat, der die Intensität in irgend einem bestimmten Maße angibt, dabei leicht transportabel ist und dessen Volumen möglichst klein ist gegenüber der Wellenlänge. Da ich es mit einer einfachen, rein sinusförmigen Schwingungsform zu tun hatte, konnte ich Membranen als Empfänger benutzen. Ein einfaches Mikrophon ist in den allermeisten Fällen ungeeignet, da es zu empfindlich gegen Erschütterungen und Nebengeräusche ist, dagegen ist das Sternsche Mikrophon[1]) in Verbindung mit einem Resonator sehr wohl zu verwenden, vor allem wenn es während einer Versuchsreihe an einer Stelle stehen bleiben kann; denn da durch die Resonanz die Empfindlichkeit, die ohnehin schon groß ist, noch gesteigert wird, kann man sie zugunsten der Konstanz in geeigneter Weise wieder herunterdrücken.

In den meisten Fällen, so auch bei den hier angegebenen Versuchen, ist wegen seiner leichten Handhabung, was Beweglichkeit und Maßmethode anbetrifft, und wegen der vorzüglichen Konstanz der Empfindlichkeit ein mit einem Resonator verbundenes Telephon vorzuziehen, dessen durch die Membranschwingungen induzierte Wechselströme mit dem Einthoven-Edelmannschen Saitengalvanometer gemessen werden können. Obwohl nicht so empfindlich wie das Mikrophon, erzeugt es immerhin noch so weit meßbare Ströme, als man mit dem Ohr an derselben Stelle den Ton wahrnehmen kann. Bei Untersuchungen innerhalb verhältnismäßig kleiner Räume (z. B. in Resonatoren) läßt man den Resonator am Telephon weg, um Komplikationen nach Möglichkeit zu vermeiden. Man verfügt ja dabei gewöhnlich über genügend große Schallintensitäten, die die Membran in ausreichend starke Schwingungen versetzen.

Am einfachsten läßt sich die Durchlässigkeit empirisch feststellen. Zu diesem Zwecke stellt man Schallquelle und Empfänger in zwei durch eine Steinwand getrennten Räumen auf. In der Wand befindet sich ein Fenster, das mit den zu untersuchenden Materialien bedeckt wird. Die bei offenem Fenster

[1]) Vergl. Stern, Wied. Annal. **25**, p. 325.

nach dem Telephon gelangende Schallintensität J_0 wird als normal angenommen und die durch die zwischengeschobenen Materialien verringerten Intensitäten J werden in Bruchteilen davon angegeben. Dies ist ein Maß für die Durchlässigkeit der Substanzen, denn man definiert die Durchlässigkeit D als Verhältnis von durchgelassener Intensität (J) zu ankommender J_0 $D = \frac{J}{J_0}$, und wenn auch die Amplituden (A, A_0) dieser Größen im Telephon mit einem von der Entfernung abhängigen Faktor behaftet gemessen werden, so bleibt doch das Verhältnis $D = \frac{J}{J_0} = \frac{A^2}{A_0^2}$ davon unberührt.

Weit mehr Schwierigkeiten findet man bei der Bestimmung der Reflexion. Bei freistehenden Wänden stören die Einflüsse von Boden und Gegenständen, abgesehen von der Unhandlichkeit der Wände bei den notwendigen großen Dimensionen. Deshalb entschloß ich mich zur Bestimmung der Reflexion am Ende eines größeren Resonanzrohres, wobei ich zugleich für einige Stoffe Resultate über Absorption fand. Da ja die reflektierte Welle mit der ankommenden interferiert, ist es möglich, aus dem Verhältnis von Maxima und Minima Schlüsse auf die Reflexionsfähigkeit der abschließenden Wand zu ziehen (vergl. Tuma, Wien. Ber. CXI, p. 402). Danach ist, wenn δp die Druckänderung und Ampl. $(\delta p)\, \lambda/4$ die Amplitude an der Stelle $\lambda/4$ von der Öffnung aus gerechnet, ferner α der Bruchteil von der an die reflektierende Wand gelangenden Intensität ist, der in die Wand eintritt,

$$\frac{\text{Ampl. } (\delta p)\ \lambda/4}{\text{Ampl. } (\delta p)\ \lambda/2} = \frac{2-\alpha}{\alpha}.$$

Doch wir werden sehen, daß man diese Formel nur in gewissen Fällen anwenden kann. Zur Messung dient ein Telephon (ohne Resonator). An einem Schieber befestigt, wird es an verschiedene Stellen der Röhre gebracht und mißt so die Intensitätsverteilung.

Für alle hier erwähnten Versuche mit dünnen Wänden ist im voraus zu bemerken, daß deren Einwirkung auf die Schall-

ausbreitung sehr verwickelt ist, insbesondere wegen der häufig auftretenden Resonanzerscheinungen. So zeigt sich eine sehr starke Abhängigkeit der Durchlässigkeit und der Reflexion von der Eigenschwingungszahl der Wände selbst, also auch von der Art der Befestigung. Doch gerade dies sind Verhältnisse, wie sie die Praxis mit sich bringt und die man da im allgemeinen nicht zu berücksichtigen pflegt, z. B. bei Holzverkleidungen, dünnen Wänden, Türen u. a. m.

Endlich seien noch einige andere Versuche mitgeteilt, die bei Gelegenheit ausgeführt wurden. So stellte ich Versuche an über die Absorption von gewissen Resonatoren. Schließt man nämlich ein Rohr von der Länge $l = \text{ca. } \lambda/_4$ einseitig mit einer passenden Membran ab, so daß diese durch den Ton in Schwingung versetzt werden kann, so bemerkt man deutlich eine Schwächung des Tones in der Nähe der Öffnung des Resonators. Hindert man aber die Membran, durch Fingerdruck etwa, am Schwingen, so hat man die gewöhnliche Verstärkung von Resonatoren. Man findet die Schwächung demgemäß auch bei einem Telephon, dessen Membran der Boden eines Resonators ist.

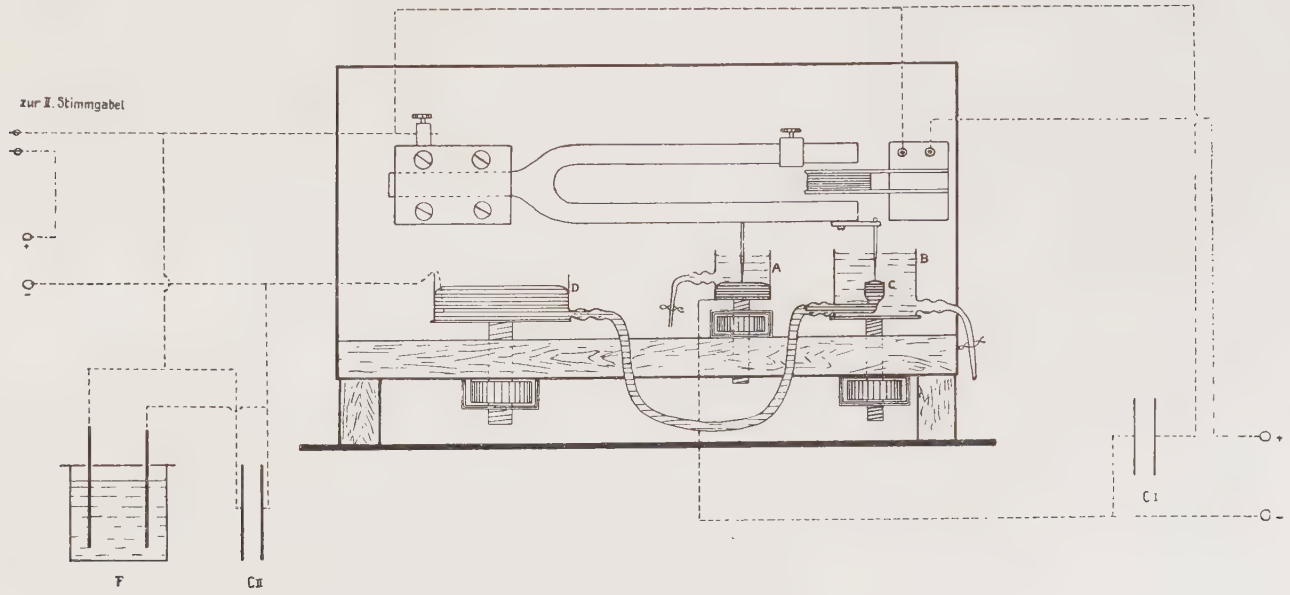
Schallquelle.

Stimmgabelunterbrecher (vergl. Figur 1.)

Von zwei ganz gleichen Stimmgabeln (256 Doppelschwingungen i. d. Sek., die aber dann durch Belastung der Stimmgabeln auf 236 herabsanken; $\lambda = 142$ cm bei 10^0 C) wurde die eine (II) auf einen Resonanzkasten geschraubt, die andere (I), die als Unterbrecher dienen sollte, wurde am Stiele fest in einen gespaltenen Eisenklotz gefaßt, der auf der vertikalen von zwei rechtwinklig aufeinander befestigten Eisenplatten aufsaß, so daß die Zinken in vertikaler Ebene schwangen. Es mußte alles so fest gefügt sein, daß die Gabel ihre Lage zu den Eisenplatten nirgends ändern konnte. Die Erregung geschah durch einen Akkumulatorenstrom von 4 Volt Spannung, der durch einen gewöhnlichen Quecksilberkontakt bei A unterbrochen wurde. Feste (Feder-)Kontakte eigneten sich hier nicht wegen ihres Einflusses auf die Tonhöhe bei verschiedenen Amplituden. Also ein an der unteren Zinke eingeschraubter Eisenstift mit Platinspitze berührte das im Gefäße A befindliche Quecksilber, über dem etwas absoluter Alkohol gehalten wurde. Nach Beendigung des Versuches konnte dieser durch ein Ansatzstück abgelassen werden; zugleich wurde immer eine kurze Nachspülung vorgenommen, um für später eine reine Kontaktfläche zu haben. Parallel zu dieser Funkenstrecke lag zur Verminderung der Funkenstärke ein Kondensator (C I) von 1 Mikrofarad.

An derselben Zinke weiter am Ende war ein zweiter etwas stärkerer Eisenstift mit allmählich ganz dünn werdender Platinspitze eingeschraubt. Doch es mußte hier für einen

Figur 1.



Stimmgabelunterbrecher.

anderen Kontakt gesorgt werden, da bei der Stärke des zu unterbrechenden Stromes (12—20 Volt Spannung) das Quecksilber zu schnell verschmutzt und damit eine saubere Unterbrechung sehr bald verhindert wird. Eine Wasserspülung aber, wie sie häufig gebräuchlich ist, würde das Quecksilber in Bewegung bringen, wodurch wieder der gleichmäßige Gang gestört wird. Alle solche Störungen wurden vermieden, indem durch die Wand eines ca. 5 cm weiten und 4 cm hohen Glasgefäßes (B) ein pfeifenähnliches Glasrohr durchgeführt wurde, so daß die erweiterte Öffnung (C) (Durchmesser ca 0,7 cm) in der Mitte des Gefäßes B nach oben gerichtet war. Das äußere Ende stand durch einen Gummischlauch mit einem weiteren Gefäße (D) (etwa 6 cm Durchmesser) kommunizierend in Verbindung. Füllte man dieses mit Quecksilber, so hatte man in C eine Quecksilberkuppe, auf die der 2. Kontaktstift auftraf. Durch Höhenverstellung von B (zugleich C) und D mittels Mikrometerschrauben konnte das Niveau passend eingestellt werden. Das Gefäß B wurde mit absolutem Alkohol angefüllt, der sich besser bewährte als verdünnter Alkohol, Wasser, Petroleum oder Öl, um das Verdampfen des Quecksilbers zu vermeiden. Je mehr Alkohol über dem Quecksilber lag, um so näher mußte die Spitze an die Kuppe reichen. Da man weiter wegen einer sauberen Unterbrechung ziemlich große Amplituden haben muß, riß der Platinstift Quecksilber mit sich empor, wenngleich er vorn sehr dünn und glatt war. Es bildeten sich kleine, verschmutzte Kügelchen, die aber nun auf der Kuppe herabrollten und über den Rand des engen Gefäßes hinabfielen. Somit blieb die Kuppe stets rein. Um unnötiges Verspritzen zu vermeiden, mußte man darauf achten, daß der Platinstift keine seitlichen Schwingungen ausführte. Das Niveau wird durch den zweiten Quecksilberbehälter D für längere Zeit (1—2 Stunden) ausreichend konstant gehalten; danach braucht man nur das Gefäß C etwas zu heben. Die Funkenbildung beseitigt man fast völlig, wenn man parallel zum Kontakt einen gewöhnlichen Kondensator (C II) von 1—8 Mikrofarad legt, je nach Stärke des zu unterbrechenden

Stromes und je nach der Art der Deckflüssigkeit. Da indes der Kondensator sich unregelmäßig entläd, wird er kurz geschlossen durch einen Flüssigkeitswiderstand (F); in diesem Falle sind es 2 Metallplatten, die in etwas angesäuertes Wasser tauchen. Er liegt also auch parallel zur Funkenstrecke, weshalb sein Widerstand groß genug sein muß, damit nicht zu viel vom Erregerstrom selbst kurz geschlossen wird. Die Extraströme haben höhere Spannung, überwinden also den Widerstand leichter. Die obere Stimmgabelzinke ist durch ein den beiden Stiften unten entsprechendes Laufgewicht zu belasten. Ebenso wurde die 2. Stimmgabel synchronisiert.

Da durch Erwärmung der Magnetspule und durch äußere Einflüsse die Amplitude der 2. Gabel in manchen Fällen nicht konstant bleiben konnte, war es gut, sie bei gewissen Versuchen ständig zu beobachten. Zu dem Zwecke maß ich mit einem Mikroskope, in dem eine Okularskala angebracht war, die Verbreiterung eines seitlich beleuchteten Ritzes, der auf einem auf der Gabel aufgekitteten blanken Metallplättchen gezogen war. Der Ritz erschien hell auf dunklem Grunde und verbreiterte sich infolge der Schwingungen zu einem Bande, dessen Ränder sich sehr scharf auf der Skala abhoben. Da die Amplituden an den verschiedenen Stellen der Zinken innerhalb des Versuchsgebietes proportional sind, was durch Versuche festgestellt wurde, war es beliebig, an welcher Stelle das Metallplättchen angekittet wurde. Von der Bandbreite ist immer die Breite des Ritzes selbst abzuziehen, um die Verbreiterung zu erhalten.

Die Aufstellung der Stimmgabel geschah so, daß der Stiel, der die Gabel mit dem Resonanzkasten verbindet, in ein schweres Stativ geschraubt wurde und zwar an einer auszusuchenden passenden Stelle, denn die Befestigung ist von Einfluß auf die Intensitätsabgabe, da durch Mitschwingen der Stativteile, insbesondere bei schwachen Stativen viel Energie absorbiert wird.

Der so erzeugte Ton konnte sehr kräftig genommen werden, ohne daß die Intensität Schwankungen unterworfen war. Die

Unterbrecherstimmgabel blieb ein für alle mal an derselben Stelle stehen, während die andere Gabel je nach Bedarf aufgestellt wurde.

Sinusinduktor.

Zeitweilig kam noch als Schallquelle ein Telephon zur Verwendung, das durch den Strom eines Sinusinduktors von Hartmann und Braun erregt wurde. Bei diesem Induktor sind die 6 bezgl. 12 Induktionsspulen unbeweglich und zwar liegen sie, den unterteilten Eisenkern nach außen gewandt, neben einander auf einer hohlen Achse. Um sie herum rotiert ein Eisenkranz, auf dessen innerer Seite 6 bezgl. 12 sehr gleichmäßig gearbeitete Permanent-Hufeisenmagnete unverrückbar angeschraubt sind, derartig, daß die Pole bis nahe an die Kerne der Induktionsspulen reichen. Bei der Umdrehung bewegen sich an den Spulen nacheinander ungleichnamige Pole vorbei, so daß ein reiner Sinusstrom erzeugt wird, der nun auch nicht Unregelmäßigkeiten an den sonst gebräuchlichen Schleifbürsten usw. erleidet.

An das Telephon wird zur Verstärkung ein Schalltrichter oder ein Resonator angeschraubt. Man erhält einen sehr konstanten und reinen Ton, wenn er auch nicht ganz so kräftig ist, wie der der Stimmgabel. Die Anordnung ist vor allem dann brauchbar, wenn man Töne benötigt, die sehr rasch an und ab klingen sollen. Ferner ist es sehr vorteilhaft, daß man die ausgesandte Schallintensität leicht meßbar verändern kann durch Einschalten von Widerstand und Strommessung.

Empfangsapparate.

Zernowsche Anordnung.

Gelegentlich einer vorbereitenden Arbeit lernte ich die Meßmethode für Schallintensitäten kennen, wie sie Zernow (A. d. Ph. 21, p. 131, 1906) zusammengestellt hat. Ich wählte ungefähr dieselbe Anordnung, die darin besteht, daß am festen

Ende einer Resonanzröhre von der Länge ca. $^3/_4 \lambda =$ ca. 105 cm und der Weite 16 cm die Intensität der stehenden Schallschwingung, die durch eine dem offenen Ende gegenüber stehende Stimmgabel erzeugt wird, gemessen wird, indem zwei kreisförmige Ausschnitte von 5 cm Durchmesser in der Abschlußplatte einerseits von der Membran eines Manometers und anderseits von der Schale (in Form eines breiten Stempels) einer Wage geschlossen werden. Ich brachte aber neben Manometer und Wage noch ein kleines Telephon so an, daß seine Membran ebenfalls in der Ebene der Abschlußplatte des Resonatorrohres schwingen konnte. Den vom Telephon erzeugten Strom habe ich im Saitengalvanometer gemessen und es zeigte sich, daß die Stromamplituden proportional mit denen des Manometers waren, wie aus Tabelle 1, einer der zahlreichen Versuchsreihen, zu ersehen ist (die Schallintensität wird variiert):

Tabelle 1.

α	β	α/β	α	β	α/β
49	24	2,04	16,5	8	2,06
47	22	2,14	15	7	2,14
41	20	2,05	12,5	6	2,08
31	15	2,06	10,5	5	2,10
24	12	2,00	8,0	4	2,15
22	11	2,00	7,5	3,5	2,15

α ist die Verbreiterung des Saitenbildes im Saitengalvanometer nach Skalenteilen der Mikrometerskala gemessen, und β ist die maximale periodische Schwankung der Manometermembran, nach einer später noch anzugebenden Methode in Skt. gemessen.

Wie wir später sehen werden ist α proportional der Wurzel aus der Schallintensität.

Versuchswegen wurde das Telephon ersetzt durch ein Mikrophon (vergl. Stern, Wied. Ann. 25, p. 325), das ich später noch zu beschreiben habe. Die Empfindlichkeit ist viel größer, die Konstanz dafür aber nur in gewissen Grenzen gut.

Die Anordnung selbst war des weiteren folgende: Der Stimmgabelresonanzkasten befand sich mit seiner Öffnung dem offenen Ende des Resonanzrohres (ca. $^3/_4\ \lambda$ lang) gegenüber und die Intensität wurde am festen Ende durch Manometer und Wage in absolutem Maße angegeben, abgesehen von den schon erwähnten telephonischen relativen Angaben, nach den Formeln (vergl. Zernow):

$$\text{Wage: } J = 814\ q \text{ Ergs. pro ccm}$$

$$\text{Manometer: } J = 3{,}20\,\frac{N^2}{B} \text{ Ergs. pro ccm}$$

wobei bedeutet: q das Übergewicht, das den Ausschlag der Wage kompensiert, der infolge des konstanten Schalldruckes entsteht. B ist der Barometerstand in cm angegeben. N ist die Höhe der Wassersäule im Manometerrohr, die die gleiche Druckdifferenz hervorbringt, wie sie der Ton periodisch erzeugt. Die Übereinstimmung der Resultate nach den beiden Methoden war bei einigen Versuchen gut, bei anderen wieder wichen die entsprechenden Angaben erheblich von einander ab. Der Grund davon war einmal in dem Einfluß zu suchen, den das Öl im Spalte der Wage auf die Größe des Ausschlages, besonders bei kleinen Intensitäten ausübte, dann in dem zu starken Mitschwingen der Manometermembran, wenn deren Resonanzbereich sich bis in die Nähe des Tones erstreckte.

Ferner konnte man deutliche Veränderung der Ausschläge wahrnehmen, wenn man sich irgendwo im Zimmer, vor allem in der Nähe des Apparates bewegte. Bei der relativ geringen Größe des Versuchszimmers und bei der großen Wellenlänge, sowie bei der großen Resonatoröffnung bildet sich in dem gesamten Raum ein zusammenhängendes System stehender Wellen aus. Um solche äußere Einflüsse zu vermeiden, wurde der ganze Apparat unten mit Pappen eingekleidet, oben aber ein Holzkasten übergestülpt, dessen vordere Wand eine Glasscheibe war, und in dem seitlich die zum Auflegen der Gewichte und zur Handhabung des Manometers nötigen Öffnungen gelassen waren.

Der Bereich der Messung erstreckte sich von 0,05 bis 2,0 Ergs. pro ccm. Es seien von den Versuchsreihen hier nur einige angegeben.

Tabelle 2.

Wage (in Ergs.)	Manometer (in Ergs.)	Wage (in Ergs).	Manometer (in Ergs).
1) 0,309	0,343	0,206	0,310
0,254	0,256	0,196	0,304
0,082	0,065	0,113	0,153
2) 1,94	1,94	0,103	0,150
1,89	1,86	3) 1,16	1,53
1,83	1,82	0,861	1,08
1,71	1,74	0,560	0,612
1,65	1,69	0,248	0,320
1,59	1,69	4) 1,23	1,19
0,970	1,07	1,29	1,22
0,890	0,980	1,16	1,11
0,478	0,545	0,875	0,962
0,445	0,517	0,664	0,756
0,425	0,513	0,633	0,750

Die einzelnen Versuche mit verschiedenen Schallintensitäten wurden rasch hintereinander ausgeführt in der Weise, daß zuerst die Wage durch Auflegen von Übergewichten auf den Stempel geeicht wurde, darauf für die betreffende Schallintensität der Ausschlag an der Wage durch Beobachtung mit Fernrohr, Skala und drehendem Spiegel festgestellt und die periodischen Schwankungen des Manometers auf photographischem Wege fixiert wurden. Letzteres geschah, indem ein Spaltbild durch eine Sammellinse und ein total reflektierendes Prisma von oben durch eine Glasscheibe des Manometergehäuses auf den an der Manometermembran (resp. an einem schmalen geknicktem Papierstreifen, der auf die Mitte der Membran einerseits und auf einem Steg andererseits angekittet war) befestigten kleinen drehbaren Spiegel und von da durch ein seitliches Fenster auf eine 1,50 m davon entfernte Skala, resp. photographische Kamera geworfen wurde. Bei periodischem Schwingen der Membran

zieht sich das Spaltbild infolge der Spiegeldrehungen zu einem Band auseinander, von dessen Breite die Spaltbreite abzuziehen ist, um die Verbreiterung zu erhalten.

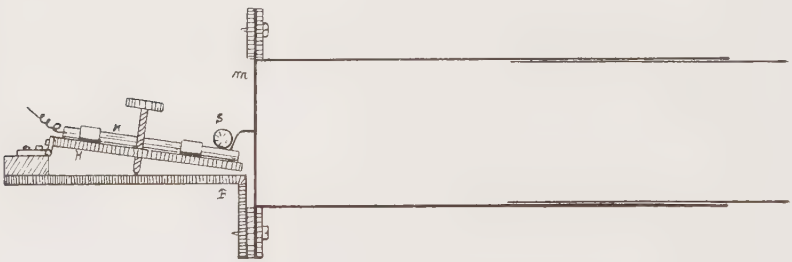
Zum Schluß wurde das Manometer geeicht, wozu das U-förmig gebogene Manometerrohr, das zur Hälfte mit schwach gefärbtem Wasser (resp. absolutem Alkohol) gefüllt war, durch einen Schlauch kommunizierend mit einem Stück Glasrohr verbunden war, das an einem Schieber befestigt an einer mit Skala versehenen Leitschiene bequem nach oben und unten verschoben werden konnte. Der Schlauch war mit Quecksilber gefüllt. Auf diese Art kann man im Manometer verschiedene Drucke hervorbringen, die an der Höhendifferenz der beiden Wasserspiegel gemessen wurden. Um elastische Nachwirkungen der Membran (resp. deren Abdichtung) und des spiegeltragenden Papierstreifens zu vermeiden, wird erst für einen Überdruck, dann für denselben Unterdruck und wieder für den ersten Überdruck die Lage des Lichtstreifens markiert, und dies für verschiedene Drucke wiederholt. Da der erste Ausschlag (in diesem Falle beim Überdruck) immer nicht zu der endgültigen Lage führt, werden die Differenzen aus den je 2 letzten Marken als Ordinaten aufgetragen, während die zugehörigen Drucke die Abszissen eines Koordinatensystems sind. Aus der Kurve ist dann für jeden Ausschlag der Membran, also auch für die periodischen maximalen Schwankungen, die zugehörige Druckdifferenz festzustellen.

Mikrophon. (Vergl. Fig. 2).

Am Ende eines aus 2 in einander verschiebbaren Teilen bestehenden 5 cm weiten Messingrohres von der Länge $l =$ ca. $\lambda/_4$, war ein Membran *(M)* (Eisenblech, Glimmer, Glas) aufgeschraubt, auf ihr in der Mitte ein kleiner Aluminiumbügel aufgekittet. Am Rande der Membran wurde an deren Fassung ein 6 cm breiter fester Metallbügel *(B)* aufgelötet, ohne daß er die Membran selbst berührte und auf ihm war drehbar eine Hartgummiplatte *(H)* aufgeschraubt, der Träger von 2 zur

Membran angenähert senkrecht stehenden Kohlestiften *(K)* (4 mm Durchmesser), deren Enden bis nahe an die Membran reichten. Quer über ihnen lag locker ein anderer Kohlenstab *(S)* so, daß er gegen den Membranbügel anlag. Die freien abstehenden Enden der beiden Kohlenstäbe waren mit einem Akkumulator und der Primärspule eines kleinen Schlitteninduktionsapparates zu einem Stromkreise vereinigt. Gemessen wurden die durch die Schall- resp. Membranschwingungen hervorgerufenen Stromschwankungen im Saitengalvanometer, das an die Sekundärspule des Transformators gelegt wurde. Bei geeigneter Wahl der Kohlen und ihrer Neigung zur Membran, ist der Ausschlag proportional der Amplitude der Schallschwingung resp. der

Figur 2.



Resonanzmikrophon.

Stimmgabelamplitude. Je größer die querliegende Kohle ist und je kleiner der Winkel ist, den die beiden Stäbe gegen die Membran bilden, ferner je glatter die Kohlen sind, um so unempfindlicher ist das Instrument, aber um so einfacher und sicherer ist auch die Beziehung zwischen Galvanometerausschlag und Schallintensität.

Telephon.

Da ich über ausreichende Schallintensitäten verfügte, konnte ich das Mikrophon mit einem lautsprechenden Telephon (ev. mit einem gewöhnlichen Dosentelephon) vertauschen; d. h. es wurde auf ein solches Telephon an Stelle des Schalltrichters wieder ein in seiner Länge veränderliches Resonanzrohr auf-

geschraubt. Die Länge findet man durch Verschieben bis maximale Empfindlichkeit vorhanden ist. Diesen Apparat kann man bequem herumtragen und überall aufstellen, ohne daß sich seine Empfindlichkeit ändert (gleiche Temperatur der Luft vorausgesetzt). Es lassen sich somit sehr einfache relative Schallintensitätsmessungen im Raume vornehmen und auf solche relative Messung kommt es in der Raumakustik zumeist hinaus.

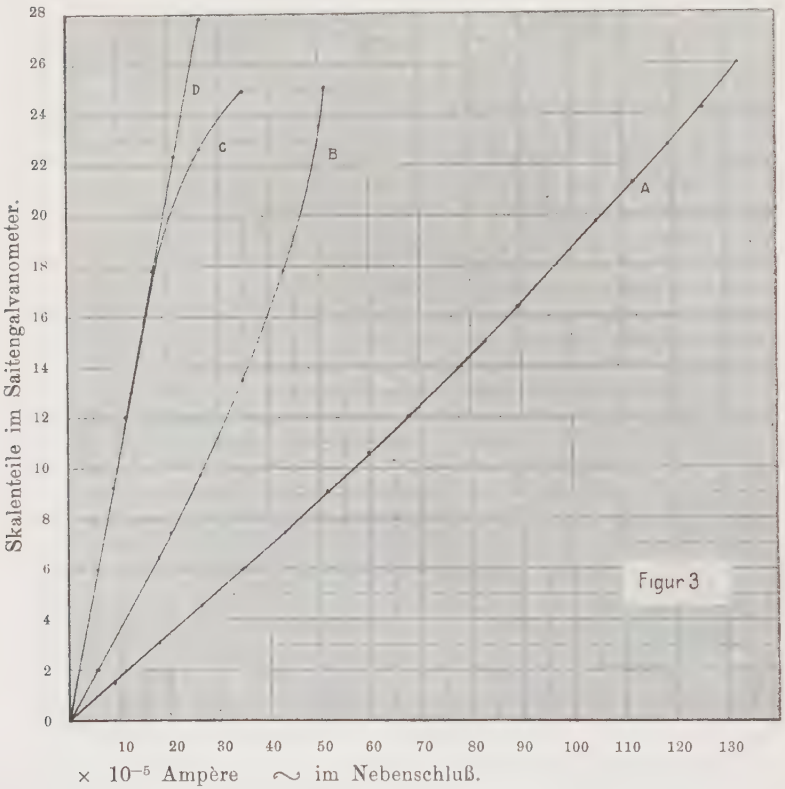
Da die Intensität des induzierten Stromes abhängig ist von der Entfernung der Membran von den Magnetspulen, ist es gut, wenn man diesen Abstand verändern kann. Übrigens hat man bei festem Anliegen der Membran auch noch deutlich bemerkbare Ströme. Es scheint nicht unmöglich, daß Permeabilitätsänderungen stattfinden.

Obwohl die Empfindlichkeit, wie schon eingangs erwähnt, ausreichend groß ist für viele Versuche, möchte ich hier darauf hinweisen, daß man sie wahrscheinlich noch steigern kann, wenn man den Telephonstrom mit Hilfe eines Baretters mißt oder wenn man den Strom passend transformiert und einen Quarzfaden im Saitengalvanometer benützt. An Stelle des Permanentmagneten im Telephon wäre wohl auch ein passender Elektromagnet von besserer Wirkung. Endlich kann man bei Verwendung eines Elektromagneten am Saitengalvanometer bei einer gewissen Erregerstärke ein Maximum der Empfindlichkeit erzielen (vergl. S. 23.)

Saitengalvanometer.

Zur Messung des im Telephon induzierten Stromes diente, wie bereits angegeben, das kleine Saitengalvanometer von Edelmann (Permanentmagnet), ausgerüstet mit einem Goldfaden von zirka 100 Ω Widerstand. Man richtet das Mikroskop gegen einen dunklen Hintergrund und beleuchtet den Faden durch eine seitliche Öffnung, so daß er im Ruhezustand als helle Linie, während der Erregung durch Wechselstrom aber als helles Band erscheint, von dessen Breite die Fadenbreite selbst abzuziehen ist.

Es war vorerst die Empfindlichkeit für Wechselstrom zu untersuchen. Ich entnahm dazu den rein sinusförmigen und konstanten Wechselstrom aus dem schon erwähnten Sinusinduktor, dessen Schwingungszahl der der Stimmgabel ungefähr gleich gemacht wurde. Das Saitengalvanometer lag in einem



Nebenschluß, und die Intensität im Hauptstrom wurde an einem Hitzdrahtinstrument beobachtet. Die vor das Galvanometer geschalteten verschiedenen induktionsfreien Widerstände übten keinen wesentlichen Einfluß auf den Hauptstrom aus, da sie ebenso wie der Strom selbst bei den gewählten Schaltungsverhältnissen klein waren im Verhältnis zu den im ganzen Hauptstrom verwendeten Widerständen. Die Untersuchung

geschah für 3 verschiedene Spannungen der Saite d. h. für jede der betreffenden Spannungen, die an der Mikrometerschraube in Skalenteilen abgelesen wird, wurden nacheinander verschieden starke Ströme gemessen (vergl. Fig. 3).

Die Stromstärke des Nebenschlusses, berechnet aus Stromstärke des Hauptstromes und aus den Widerständen der Stromverzweigung, ist als Abszisse aufgetragen; die zugehörigen Ausschläge des Saitengalvanometers (Saitenbildverbreiterung) sind die Ordinaten. Die Saitenspannung nimmt von A über B nach C zu. Bei A und B wird die Empfindlichkeit mit zunehmenden Ausschlägen größer, bei C dagegen nimmt sie ab. Der Grund dieses Verhaltens ist der, daß sich zugleich mit den Ausschlägen die Eigenschwingungszahl der Saite ändert und zwar wird sie höher, je größer der Ausschlag ist. Für Gleichstrom nimmt die Empfindlichkeit bei zunehmender Saitenspannung immer ab. Bei A und B nähert sich der Saitenzustand der Resonanzlage, bei C dagegen wird diese bereits überschritten. Da die Eigenschwingungszahl der Saite sehr veränderlich ist durch Temperaturschwankungen, mechanische Einwirkungen auf den Saitenträger und andere Einflüsse mehr, wäre die Empfindlichkeitskurve als zu veränderlich nur schwierig festzustellen, wenn nicht der Ausschlag genau proportional den Stromstärken wäre, falls man nur bei jedem Ausschlage die Saitenspannung verändert, bis Resonanz vorhanden ist, d. h. bis maximaler Ausschlag eintritt. Auf diesen Fall bezieht sich Kurve D. Und zwar ist Proportionalität innerhalb des Bereiches von 35 Skalenteilen Saitenbildverbreiterung nachgewiesen worden.

Will man größte Empfindlichkeit haben, so kann man an Stelle des Permanentmagneten einen Elektromagneten setzen, denn bei Resonanz ist die Empfindlichkeit umgekehrt proportional der Feldstärke (vergl. Hertz, „Zur Theorie des Saitengalvanometers“, Habilitationsschrift).

Mathematische Entwickelung für Reflexion und Durchlässigkeit dünner Platten.

Die Formel für Reflexion an dünnen Platten wird bei Rayleigh, „Theorie des Schalles“ Bd. II, S. 104 ff. (1880), entwickelt. Da jedoch nur die Ausgangsgleichungen und neben einigen Zwischenformen die Resultate dargestellt sind, gebe ich hier die Durchführung der Rechnung.

Wir nehmen ebene Wellen von harmonischem Typus an.

Gelangt ein Wellenzug, der sich in einem ersten Medium bewegt, an ein zweites Medium, so wird ein Teil der Welle an der Grenzfläche reflektiert, ein anderer pflanzt sich in das zweite Medium fort. Schließt sich ein drittes Medium an, so wird wieder ein Teil durchgehen und ein Teil reflektiert werden, der dann an der 1. Grenzfläche nochmals zerlegt wird usw.

Das dritte Medium sei von der gleichen Art wie das erste und das zweite habe die Dicke d.

Wählen wir die Trennungsebene der Schichten zur yz-Ebene und die Fortpflanzungsrichtung der Welle zur positiven Achse, (also senkrechter Einfall!), so lassen sich die verschiedenen Wellen darstellen durch ihre Geschwindigkeitspotentiale:

die einfallende Welle:

1) $$\varphi_e = A e^{2\pi i \left(Nt - \frac{x}{\lambda}\right)}$$

die an der 1. Grenzfläche reflektierte Welle:

2) $$\varphi_r = A' e^{2\pi i \left(Nt + \frac{x}{\lambda}\right)}$$

die in das 2. Medium eintretende Welle:

3) $$\varphi_{1e} = A_1 e^{2\pi i \left(Nt - \frac{x}{\lambda} n\right)}$$

die an der 2. Grenzfläche reflektierte Welle:

4) $$\varphi_{1r} = A'_1 e^{2\pi i \left(Nt + \frac{x}{\lambda} n\right)}$$

die in das 3. Medium eintretende Welle (durchgelassen):

5) $$\varphi_d = A'' e^{2\pi i \left(Nt - \frac{x}{\lambda}\right)}$$

Hierbei bedeuten die φ die betreffenden Wellenpotentiale, die A die Amplituden, N die Schwingungszahl, t die Zeit, λ die Wellenlänge im 1. Medium, $n = \frac{c}{c_1}$ das Brechungsverhältnis des 2. zum 1. Medium, i die Einheit der imaginären Zahlen, c die Fortpflanzungsgeschwindigkeit im 1. Medium, c_1 die im 2. Medium, $\lambda_1 = \frac{\lambda}{n}$.

Im ganzen Medium sind die Gleichungen:

6) $$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} = c^2 \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} \quad \text{bezgl.} \quad \frac{\partial^2 \varphi_1}{\partial t^2} = c_1^2 \frac{\partial^2 \varphi_1}{\partial x^2}$$

zu erfüllen.

Da in allen Punkten der Trennungsfläche die Geschwindigkeit senkrecht zu der Fläche für beide Medien gleich sein muß, ist die Grenzbedingung

7) $$\frac{\partial \varphi}{\partial x} = \frac{\partial \varphi_1}{\partial x} \text{ für } x = o \text{ und } x = d$$

zu erfüllen und da die Drucke auf beiden Seiten der Grenzfläche dieselben sein müssen, muß sein (vergl. Rayleigh)

8) $$\varrho \frac{\partial \varphi}{\partial t} = \varrho_1 \frac{\partial \varphi_1}{\partial t} \text{ für } x = o \text{ und } x = d$$

worin ϱ und ϱ_1 die Dichten des 1. bezgl. des 2. Mediums sind und

9) $$\begin{cases} \varphi = \varphi_e + \varphi_r \\ \varphi_1 = \varphi_{1e} + \varphi_{1r} \end{cases}$$

An der Stelle $x = o$ finden wir aus den Wellengleichungen 1, 2, 3, 4 und den beiden Grenzbedingungen 7 und 8.

10) $$\begin{cases} A - A' = n(A_1 - A'_1) \\ \varrho(A + A') = \varrho_1(A_1 + A'_1) \end{cases}$$

An der Stelle $x = d$ ergeben Gleichung 3, 4, 5, 7, 8.

11) $$\begin{cases} n(A_1 e^{-i\delta} - A'_1 e^{+i\delta}) = A'' e^{-i\delta'} \\ \varrho_1(A_1 e^{-i\delta} + A'_1 e^{+i\delta}) = \varrho A'' e^{-i\delta'} \end{cases}$$

wobei $\delta = 2\pi \frac{dn}{\lambda}$ und $\delta' = 2\pi \frac{d}{\lambda}$.

Durch Elimination wird aus 10)

$$12) \quad \begin{aligned} 2\varrho_1 n A_1 &= \varrho_1 (A - A') + n\varrho (A + A') \\ 2\varrho_1 n A'_1 &= -\varrho_1 (A - A') + n\varrho (A + A') \end{aligned}$$

aus 11 wird

$$13) \quad \begin{aligned} 2\varrho_1 n A_1 e^{-i\delta} &= A'' e^{-i\delta''} (n\varrho + \varrho_1) \\ 2\varrho_1 n A'_1 e^{+i\delta} &= A'' e^{-i\delta''} (n\varrho - \varrho_1) \end{aligned}$$

Durch Multiplikation der beiden Gleichungen 12) mit $e^{-i\delta}$ bezgl. $e^{+i\delta}$ und durch Vergleichen mit Gleichung 13 wird

$$\begin{aligned} \varrho_1 e^{-i\delta} (A - A') + n\varrho e^{-i\delta} (A + A') &= A'' e^{-i\delta'} (n\varrho + \varrho_1) \\ -\varrho_1 e^{+i\delta} (A - A') + n\varrho e^{+i\delta} (A + A') &= A'' e^{-i\delta'} (n\varrho - \varrho_1) \end{aligned}$$

Durch Elimination der rechten Seite der beiden Gleichungen wird

$$\frac{A'}{A} = \frac{\varrho_1 \left(e^{+i\delta} (n\varrho + \varrho_1) + e^{-i\delta} (n\varrho - \varrho_1)\right) - n\varrho \left(e^{-i\delta} (n\varrho + \varrho_1) - e^{-i\delta} (n\varrho - \varrho_1)\right)}{\varrho_1 \left(e^{+i\delta} (n\varrho + \varrho_1) + e^{-i\delta} (n\varrho - \varrho_1)\right) + n\varrho \left(e^{+i\delta} (n\varrho + \varrho_1) - e^{-i\delta} (n\varrho - \varrho_1)\right)}$$

$$= \frac{e^{+i\delta} (n\varrho + \varrho_1)(\varrho_1 - n\varrho) + e^{-i\delta} (n\varrho - \varrho_1)(\varrho n + \varrho_1)}{e^{+i\delta} (n\varrho + \varrho_1)(n\varrho + \varrho_1) + e^{-i\delta} (n\varrho - \varrho_1)(\varrho_1 - n\varrho)}$$

$$= \frac{\left(e^{+i\delta} - e^{-i\delta}\right)(\varrho_1^2 - n^2\varrho^2)}{\left(e^{+i\delta} - e^{-i\delta}\right)(\varrho_1^2 + n^2\varrho^2) + 2\varrho_1 \varrho n \left(e^{+i\delta} + e^{-i\delta}\right)}$$

Führen wir ein

$$e^{+i\delta} - e^{-i\delta} = 2i \sin \delta$$

$$e^{+i\delta} + e^{-i\delta} = 2 \cos \delta$$

und $n = \frac{c}{c_1}$, so wird unser Ausdruck

$$\frac{A'}{A} = \frac{\left(1 - \frac{\varrho^2 c^2}{\varrho_1^2 c_1^2}\right) i \sin \delta}{\left(1 + \frac{\varrho^2 c^2}{\varrho_1^2 c_1^2}\right) i \sin \delta + \frac{2\varrho c}{\varrho_1 c_1} \cos \delta}$$

Da in unserem Falle das 1. Medium Luft ist mit der Dichte $\varrho = 0{,}0012$ und der Schallgeschwindigkeit $c = 332$ m,

das 2. Medium aber feste Körper sind, deren Dichten zwischen 0,5 und größeren Werten liegen und für die fast immer c_1 erheblich größer ist als c, so können wir

$$\left(\frac{\varrho c}{\varrho_1 c_1}\right)^2$$

neben 1 vernachlässigen. Ferner können wir, da $\delta = \frac{2\pi d c}{\lambda c_1}$ sehr klein ist, angenähert nehmen

$$\sin \delta = \delta$$
$$\cos \delta = 1$$

also wird:

$$\frac{A'}{A} = \frac{i\delta}{i\delta + \frac{2\varrho c}{\varrho_1 c_1}} = \frac{i\, d\varrho_1}{i d\varrho_1 + \frac{\varrho\lambda}{\pi}}$$

Setzen wir hierin $\frac{\varrho\lambda}{\pi} = \varkappa$ und $d \cdot \varrho_1 = \mu$ d. h. die Masse für 1 qcm der Oberfläche der 2. Schicht:

$$\frac{A'}{A} = \frac{i\mu}{i\mu + \varkappa} = \frac{\mu^2}{\mu^2 + \varkappa^2}\left(1 + \frac{\varkappa}{\mu} i\right)$$

Um zu reellen Größen überzugehen, müssen wir unseren Ausdruck auf die Form $re^{i\vartheta}$ bringen, indem wir substituieren

14)
$$\frac{\varkappa}{\mu} = \operatorname{tg} \vartheta$$
$$\frac{\mu^2}{\mu^2 + \varkappa^2} = r \cos \vartheta$$

denn dann ist

$$\frac{A'}{A} = r \cos \vartheta (1 + i \operatorname{tg} \vartheta) = r(\cos \vartheta + i \sin \vartheta) = re^{i\vartheta}$$

Aus 14 finden wir $\cos \vartheta = \frac{\mu}{\sqrt{\mu^2 + \varkappa^2}}$

$$r = \frac{\mu}{\sqrt{\mu^2 + \varkappa^2}}$$

und

$$\frac{A'}{A} = re^{i\vartheta} = \frac{\mu}{\sqrt{\mu^2 + \varkappa^2}} e^{i\vartheta} \qquad \text{wobei } \operatorname{tg} \vartheta = \frac{\varkappa}{\mu}$$

Ist der reelle Teil der ankommenden Welle

$$\varphi = A \cos 2\pi \left(Nt - \frac{x}{\lambda} \right)$$

so ist für die reflektierte Welle

$$\varphi_r = A \frac{\mu}{\sqrt{\mu^2 + \varkappa^2}} \cdot \cos 2\pi \left(Nt + \frac{x}{\lambda} + \vartheta \right)$$

Während die Phasenverschiebung ϑ ist, ist das Verhältnis der Amplituden

$$\frac{A'}{A} = \frac{\mu}{\sqrt{\mu^2 + \varkappa^2}}$$

worin $\varkappa^2 = 0{,}003$ ist oder das Verhältnis der Intensitäten

$$\frac{J'}{J} = \frac{\mu^2}{\mu^2 - \varkappa^2}$$

Setzen wir $J = 100$ so gibt

$$J' = \frac{100 \cdot \mu^2}{\mu^2 + \varkappa^2}$$

die reflektierte Menge und

$$J'' = 100 - J' = \frac{100 \cdot \varkappa^2}{\mu^2 + \varkappa^2}$$

die durchgelassene Menge in Prozenten an. ($\varkappa^2 = 0{,}003$).

Zeichnet man die Massen der Scheiben als Abszissen auf und die entsprechenden durchgelassenen Intensitäten J'' als Ordinaten, so findet man die in Figur 4 eingezeichnete gestrichelte (obere) Kurve. Die Mehrzahl der experimentell gefundenen Werte stimmt aber nicht mit ihr überein, sondern mit einer Kurve, deren Ordinaten im Verhältnis 10 : 6 verkürzt sind. Der Grund dazu mag vielleicht in der im Verhältnis zur Wellenlänge $\lambda = 140$ cm geringen Ausdehnung des Versuchszimmers und der Apparate liegen, wodurch die störende Einwirkung von Interferenzen begünstigt wird. Eine Abhängigkeit der Durchlässigkeit von der Größe der Fensteröffnung konnte nicht derart festgestellt werden, daß daraus auf den Unterschied zwischen theoretischen und experimentel gefundenen Werten geschlossen werden könnte.

Versuche.

Meßmethode.

Als erster Versuch über Schallausbreitung im Raume wurden Untersuchungen angestellt über den Zusammenhang von Stimmgabelamplitude (Schallerreger) und Ausschlag des Saitengalvanometers (in Verbindung mit dem Resonanztelephon als Empfänger). Die Stimmgabel wurde dazu an irgend einer Stelle des Zimmers aufgestellt, das Saitengalvanometer an einem passenden Platze beobachtet und das Telephon nach einander an verschiedene Stellen gebracht. Nachdem der Telephonresonator auf Maximum der Empfindlichkeit eingestellt war (maximaler Ausschlag im S. G.) wurden für verschiedene Stimmgabelamplituden die Ausschläge im Galvanometer festgestellt. Es zeigt sich, daß die Ausschläge den Amplituden proportional sind, wo auch immer sich das Telephon befand und und zwar für Telephon mit und ohne Resonator.

Tabelle 3.

a) Das Telephon befindet sich direkt neben der Öffnung des Resonanzkastens der Stimmgabel:

Stimmgabelampl. α Skt.	Telephon-S. G. β Skt.	α/β
6,3	1,5	4,2
12,5	3,2	3,9
17,3	4,2	4,1
23,3	6,1	3,8
44,5	11,2	4,0
63,0	15,9	4,0
76,0	19,0	4,0
91,0	21,8	4,2

b) Das Telephon befindet sich 35 cm von der Öffnung des Stimmgabelresonanzkastens entfernt:

Stimmgabelampl. α Skt.	Telephon-S. G. β Skt.	α/β[1])
9,3	2,2	4,2
19,5	5,7	3,4
31,5	9,5	3,3
40,0	12,4	3,2
45,5	14,0	3,3
52,0	16,0	3,3
61,0	18,4	3,3
75,0	23,4	3,2

c) Das Telephon befindet sich am Ende eines 2 m langen, 25 cm weiten Rohres, das durch ein Fenster aus dem Zimmer ins Freie führte:

α Skt.	β Skt.	α/β[1])	α Skt.	β Skt.	α/β[1])
0,5	1,2	0,24	5,5	13,8	0,40
1,5	4,2	0,36	6,5	16,3	0,40
2,5	6,4	0,39	7,5	19,0	0,39
3,5	8,3	0,42	8,5	21,7	0,39
4,5	11,4	0,39	9,5	23,7	0,40

Die Stimmgabel selbst steht am anderen Ende des Rohres.

Diese Angaben mögen genügen, um darzutun, daß man wegen dieser einfachen Beziehung die Stimmgabel als meßbar variablen Tongeber und das Telephon (mit und ohne Resonator), vergl. auch Tab. 9, als Meßapparat für relative Schallintensitäten recht gut verwenden kann. Die Genauigkeit ist im Bereich von $\beta = 5$ bis 35 Skt. und $\alpha = 5$ bis 100 Skt. etwa $3\,^0/_0$.

Durchlässigkeit.

Um nicht mit den Definitionen von Platten und Membranen in Widerspruch zu kommen, möchte ich bei allgemeiner Er-

[1]) Das Verhältnis α/β ist bei den kleinen Ausschlägen naturgemäß relativ ungenau.

wähnung der hier zu untersuchenden Materialien den Ausdruck Scheiben wählen, mag es sich um Platten, Membranen oder auch um stets unelastische Materialien handeln.

An einem Fenster, das sich trichterförmig verengend aus einem Turmzimmer des Institutes auf ein ebenes Dach hinausführt, wurde außen ein etwa 4 cm starker, breiter Holzrahmen befestigt, auf dem die verschiedenen Scheiben aufgeschraubt werden konnten. Die Öffnung war 35 cm im Quadrat. Der Rahmen und die Fugen wurden innen dick mit Gips bedeckt, damit kein Schall außer durch die Öffnung passieren kann. Außen war der Rahmen mit weichem Wollfries beklebt, um ein glattes Anliegen der Scheiben zu ermöglichen. Diese wurden durch einen mit Filz belegten zweiten Rahmen mit derselben lichten Weite angepreßt, indem 2 über diesem liegende Eisenschienen mit Flügelschrauben an die Mauer geschraubt wurden. Das Aufnahmetelephon mit Resonater stand innen auf dem Sockel des Fensters in einer Entfernung von zumeist 70 cm von der Scheibe. Die Stimmgabel stand außen vor dem Fenster mit der Öffnung des Resonanzkastens gegen die Mitte der Scheibe gerichtet. Neben dem Mikroskop, durch das wieder die Amplitude beobachtet wurde, war das Saitengalvanometer so gestellt, daß man schnell nach einander Stimmgabelamplitude und Galvanometerausschlag feststellen konnte.

Die Entfernung der Stimmgabel von der Membran scheint nicht ohne Einfluß auf die Resultate zu sein; doch bleiben die hierdurch etwa hervorgerufenen Abweichungen unmerklich im Verhältnis zu den sonstigen Unsicherheiten der Anordnung. Ebensowenig stört eine Veränderung der Lage des Telephons, wenn nur die Telephonöffnung ungefähr auf der Mittelsenkrechten der Scheibe lag. Die Ausschläge werden zwar beim Näherrücken größer, doch da nur die Verhältnisse der Ausschläge verwendet werden, ändert sich in den Resultaten nichts wesentliches. Besser noch ist die Anordnung, wie ich sie später bei einigen Scheiben wählte: Der Stimmgabelkasten ragte etwas in einen 1,50 m langen, vorn 50 cm weiten Schalltrichter aus Zinkblech hinein, der immer gegen das Fenster

gerichtet war. Das Telephon befand sich dann außen vor dem Fenster.

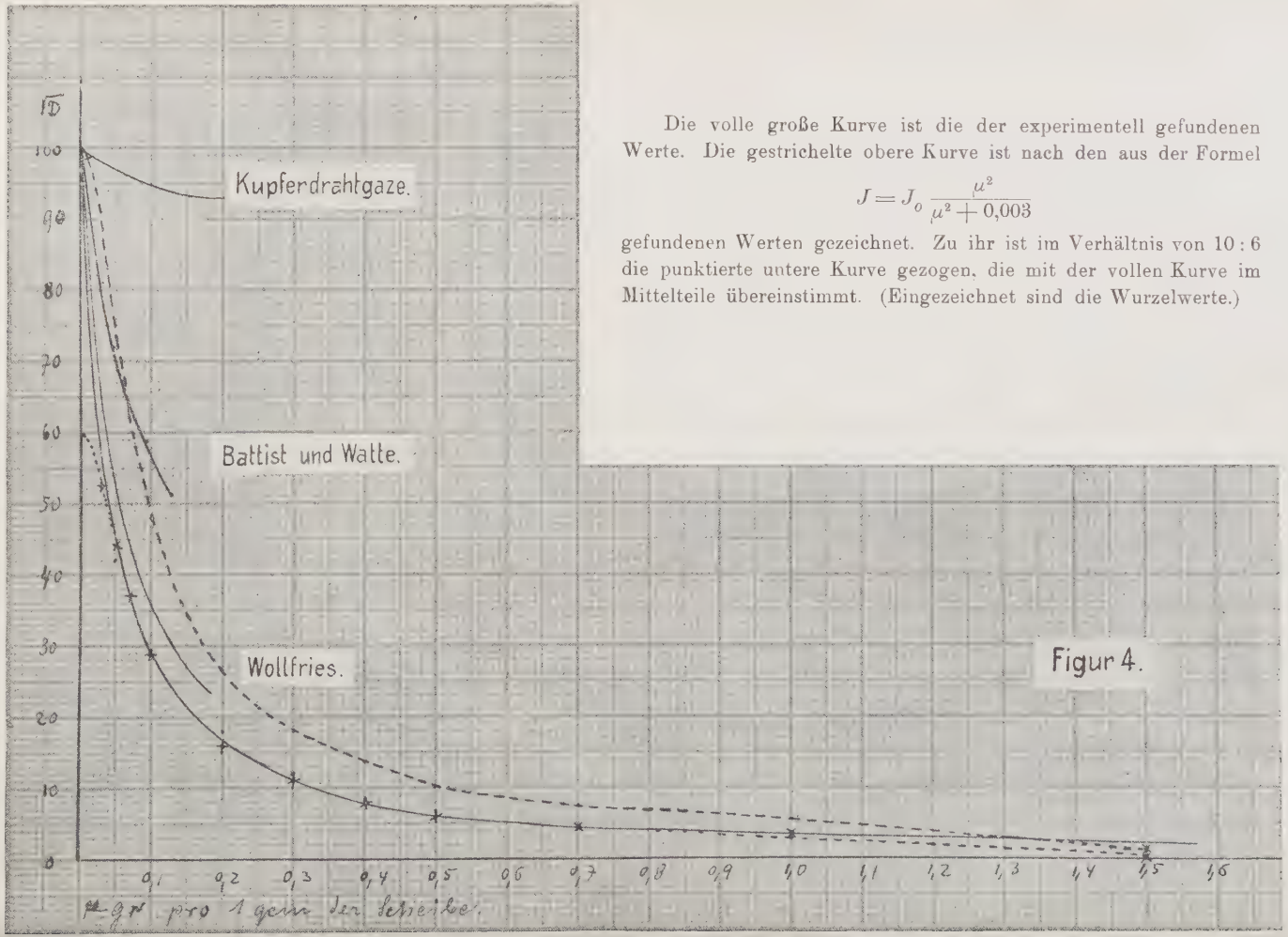
Es zeigte sich sehr bald, daß, während Leinen, Fries und dergl. immer gleiche Werte für Durchlässigkeit gaben, die Angaben für Pappen, Blech, Holz und dergl. schwankten. Als Grund davon war leicht einzusehen, daß die Scheiben, je nachdem sie mehr oder weniger fest angepreßt waren, verschieden stark als Ganzes mitschwingen konnten, also je nach der Höhe ihrer Eigenschwingungszahl und der davon abhängigen mehr oder weniger guten Resonanz. War zufällig Resonanz vorhanden, so ließ die Scheibe besonders viel von dem Tone durch.

Um diese unübersichtlichen Verhältnisse, die aber in der Praxis durchaus häufig und von Wichtigkeit sind, einigermaßen zu sichten, stellte ich immer Minimum des Ausschlages, also der Durchlässigkeit ein, indem ich die Schraubenstellung, mithin die Spannung der Scheibe so lange veränderte, bis die Eigenschwingungszahl derartig war, daß ein Minimum der Resonanz vorhanden war. Meist war das der Fall, wenn die Scheibe locker eingespannt war. Es mußte nur darauf gesehen werden, daß nicht Schall zwischen Scheibe und Rahmen hindurch treten konnte.

Auf diese Weise wurden die aus den Tabellen 4 und 5 ersichtlichen Materialien in verschiedener Stärke resp. in verschiedener Zahl aufeinander gelegter Scheiben untersucht.

Für Papier, Fries, Wachstuch, Leinen, Battist, Watte und Pappe konnte eine verschiedene Anzahl von Lagen untersucht werden. Trägt man dann die Anzahl der je gleichartigen Scheiben (also die Dicken) als Abszisse auf und die zugehörigen Intensitäten als Ordinaten, so erhält man Kurven, die man mit den übrigen Resultaten in einem Bilde vereinigen kann, wenn man nur als Abszisse statt der Dicken die Massen (μ) der Flächeneinheit (1 qcm) der verschiedenen Materialien nimmt. Wegen einer besseren Übersicht in den Figuren sind statt der Intensitäten die Amplituden eingezeichnet.

Ein großer Teil der Werte schließt sich zu einer gemeinsamen Kurve (vergl. Fig. 4) zusammen, z. B. Papier, Pappe,



D Durchlässigkeit in Prozenten. $(A = \sqrt{J})$.

Figur 4.

Die volle große Kurve ist die der experimentell gefundenen Werte. Die gestrichelte obere Kurve ist nach den aus der Formel

$$J = J_o \frac{\mu^2}{\mu^2 + 0{,}003}$$

gefundenen Werten gezeichnet. Zu ihr ist im Verhältnis von 10 : 6 die punktierte untere Kurve gezogen, die mit der vollen Kurve im Mittelteile übereinstimmt. (Eingezeichnet sind die Wurzelwerte.)

Weißbleche, Wachstuch, Ballontuch. Ausnahmen davon macht die Kurve für Fries, die weniger steil verläuft, noch mehr die ungefähr gleichen Kurven für Battist, Watte, Filz und Wolltuch, endlich die für Gaze aus Kupferdraht und die noch weitmaschigere Eisendrahtgaze. Ferner liegen besonders große Werte (infolge besonders guter Resonanz) vor bei: Korkholz II, Tannenholz, Weißblech III, natürlichem Kork (große Poren). Besonders geringe Werte gaben Aluminium I, Erlenholz, Korkholz III und Kiefernholz.

Will man sich dieses Verhalten erklären, so hat man zu beachten, daß sich der Schall auf eine verwickelte Art durch eine Wand fortsetzen kann. Die normale Ausbreitung durch das Material in Form von Longitudinalschwingungen kann gestört werden dadurch, daß die Scheibe als Ganzes Transversalschwingungen ausführt und dadurch, daß bei ausreichend großen Poren die Luft in denselben einen Teil des Schalles überträgt.

Bei allen den Stoffen, die nicht porös sind, bei denen also die erste Art der Schalleitung wegfällt, ist bei gleicher Scheibengröße die Durchlässigkeit im wesentlichen eine Funktion der Scheibenmasse, wofern man nur die Scheibe so befestigt, daß sie möglichst wenig als Ganzes schwingen kann.

Verändert man dann den Druck auf die Scheibe, so erhält man fast immer sofort eine größere Durchlässigkeit, indem die Scheibe durch Energieaufnahme auf der einen Seite in mehr oder weniger starke Schwingung gerät und auf beiden Seiten wie eine selbständige Schallquelle Schall abgibt. Dessen Intensität hängt von den speziellen Eigenschaften und von der Befestigung der Scheiben ab, ist schwierig festzulegen und kann bei leidlicher Resonanz die gewöhnliche Durchlässigkeit bedeutend übersteigen. So werden auch dieselben Scheiben je nach Resonanz für verschiedene Töne verschieden durchlässig sein.

Bei den dichten Materialien spielt diese Art der Schalleitung die wichtigste Rolle, denn man ersieht aus den Formeln für die Reflexion (vergl. S. 28), daß schon bei einigermaßen

großer Dichte und Dicke kein Schall mehr einzudringen vermag, also durch Longitudinalschwingungen nicht mehr fortgepflanzt werden kann.

Tabelle 4 geordnet nach Material.

Material der Scheiben	Dicke der Scheiben in mm	Gewicht pro Flächeneinheit (1 qcm) in g	Durchgelassene Schallintensitäten. Bei offenem Fenster = 100	Dieselben Angaben nach der gemeinsamen (theoret.) Kurve	Unterschied der beiden Angaben Δ
Packpapier 1 ×	0,16	0,012	64.0	64,0	+ 0,0
„ 2 ×	0,32	0,024	47,6	47,0	+ 0,6
„ 3 ×	0,48	0,036	29,2	31,4	— 2,2
„ 4 ×	0,64	0,048	21,6	21,6	+ 0,0
„ 5 ×	0,80	0,060	16,8	16,0	+ 0,8
„ 6 ×	0,96	0,072	13,3	12,2	+ 1,1
„ 7 ×	1,12	0,084	10,2	9,9	+ 0,3
„ 8 ×	1,28	0,096	9,4	8,1	+ 1,3
Pappe Nr. I 1 ×	2,30	0,143	4,4	4,6	— 0,2
„ 2 ×	4,60	0,286	1,3	1,4	— 0,1
„ 3 ×	6,90	0,429	0,7	0,8	— 0,1
Karton	0,23	0,026	33,6	42,0	— 8,4
Glas I	2,75	0,680	0,3	0,3	+ 0,0
Natürlicher Kork	20,00	0,490	1,3	0,6	+ 0,7
Korkholz (künstlich) Nr. I	4,90	0,126	4,6	5,6	— 2,0
„ „ II	9,80	0,217	4,8	2,4	+ 2,4
„ „ III	14,80	0,320	0,6	1.2	— 0,6
Glimmer	2.30	0,510	0,6	0,6	+ 0,0
Tannenholz	6.00	0,264	2,2	1,7	+ 0,5
Kiefernholz 1 ×	6,90	0,420	0,6	0,8	— 0,2
„ 2 ×	13,10	0,830	0,2	0,2	+ 0,0
Erlenholz	5,80	0,320	1,0	1,2	— 0,2
Eichenholz	6,50	0,462	0,8	0,7	+ 0,1
Aluminium Nr. I	0,80	0,231	0,8	2,1	+ 1,3
„ „ II	2,90	0,800	0,2	0,2	+ 0,0
Weißblech Nr. I	0,18	0,171	3,3	3,4	— 0,1
„ „ II	0,23	0.220	2,3	2,3	+ 0,0
„ „ III	0,39	0,346	1,4	1,1	+ 0,3
„ „ IV	0,45	0,360	1,0	1,0	+ 0,0
„ „ V	0,59	0,490	0,6	0,6	+ 0,0
Zinkblech 1 ×	0,90	0,780	0,2	0,2	+ 0,0
„ 2 ×	1,80	1,560	0,04	0,04	+ 0,0

Material der Scheiben	Dicke der Scheiben in mm	Gewicht pro Flächeneinheit (1 qcm) in g	Durchgelassene Schallintensitäten. Bei offenem Fenster = 100	Dieselben Angaben nach der gemeinsamen (theoret.) Kurve	Unterschied der beiden Angaben Δ
Kupferdrahtgaze (eng) 1 ×	0,35	0,100	90,0	7,5	+ 82,5
„ 2 ×	0,70	0,200	86,6	2,7	+ 83,9
Eisendrahtgaze (weitmaschig)	—	0,056	100,0	17,2	+ 82,8
„ mit Wasserlamellen	—	0,067	32,5	13,4	+ 19,1
Wollfries 1 ×	1,6	0,046	30,2	23,5	+ 6,7
„ 2 ×	3,2	0,092	15,0	8,7	+ 6,3
„ 3 ×	4,8	0,138	8,4	5,0	+ 3,4
„ 4 ×	6,4	0,184	5,5	3,1	+ 2,4
Leinen 1 ×	0,13	0,014	64,8	59,0	+ 5,8
„ 2 ×	0,26	0,028	39,6	39,0	+ 0,6
„ 3 ×	0,39	0,042	29,2	26,5	+ 2,7
„ 4 ×	0,52	0,056	21,2	17,2	+ 4,0
„ 5 ×	0,65	0,070	15,6	12,6	+ 3.0
Battist 1 ×	0,05	0,006	88,3	77,5	+ 10,8
„ 2 ×	0,10	0,012	83,0	64,0	+ 19,0
„ 4 ×	0,20	0,024	67,0	47,0	+ 20,0
„ 8 ×	0,40	0,048	51,8	21,6	+ 30,2
Watte 1 ×	24,0—1,3	0,032	65,6	36,0	+ 29,6
„ 2 ×	—	0,064	43,6	14,4	+ 29,2
„ 3 ×	—	0,096	34,8	8,4	+ 26,4
„ 4 ×	—	0,128	36,5	5,5	+ 25,0
Wachstuch Nr. 1 1 ×	0,30	0,033	35,4	34.3	+ 1,1
„ 2 ×	0,60	0,066	16,4	13,7	+ 2,7
„ 3 ×	0,90	0,099	7,6	7,8	— 0,2
„ 4 ×	1,20	0,132	5,5	5,3	+ 0,2
„ 6 ×	1,80	0,198	2,6	2,7	— 0,1
Wolltuch Nr. I 1 ×	1,80	0,031	38,5	36,6	+ 1,9
„ 2 ×	3,60	0,062	20,2	15,2	+ 5,0
Nr. II 1 ×	0,70	0,027	43,5	41,0	+ 2,5
2 ×	1,40	0,054	27,0	18,0	+ 9,0
Filz Nr. I (hart)	5,90	0,160	25,0	3,8	+ 21,2
Gummi	0,50	0,056	23,0	17,2	+ 5,8
Ballontuch 1 ×	0,25	0,026	60,0	60,0	± 0,0
2 ×	0,50	0,052	45,0	44,0	+ 1,0
3 ×	0,75	0,078	35,0	34,5	+ 0,5

Tabelle 5
geordnet nach der durchgelassenen Schallintensität.

Material der Scheiben	Dicke der Scheiben in mm	Gewicht pro Flächeneinheit in g	Durchgelassene Schallintensität. Bei offenem Fenster = 100	Dieselben Angaben nach der gemeinsamen (theoret.) Kurve	Unterschied der beiden Angaben Δ
Zinkblech 2 $\times$	1,80	1,560	0,04	0,04	+ 0,0
Kiefernholz 2 $\times$	13,10	0,830	0,2	0,2	+ 0,0
Aluminium Nr. II	2,90	0,800	0,2	0,2	+ 0,0
Zinkblech 1 $\times$	0,90	0,780	0,2	0,2	+ 0,0
Glas I	2,75	0,680	0,3	0,3	+ 0,0
Glimmer	2,30	0,510	0,6	0,6	+ 0,0
Weißblech V	0,59	0,490	0,6	0,6	+ 0,0
Kiefernholz 1 $\times$	6,90	0,420	0,6	0,8	— 0,2
Korkholz Nr. III	14,80	0,320	0,6	1,2	— 0,6
Pappe I 3 $\times$	6,90	0,429	0,7	0,8	— 0,1
Eichenholz	6,50	0,462	0,8	0,7	+ 0,1
Aluminium I	0,80	0,231	0,8	2,1	— 1,3
Weißblech IV	0,45	0,360	1,0	1,0	+ 0,0
Erlenholz	5,80	0,320	1,0	1,2	— 0,2
Natürlicher Kork	20,00	0,490	1,3	0,6	+ 0,7
Pappe I 2 $\times$	4,60	0,286	1,3	1,4	— 0,1
Weißblech III	0,39	0,346	1,4	1,1	+ 0,3
Tannenholz	6,0	0,264	2,2	1,7	+ 0,5
Weißblech II	0,23	0,220	2,3	2,3	+ 0,0
Wachstuch 6 $\times$	1,80	0,198	2,6	2,7	— 0,1
Weißblech I	0,18	0,171	3,3	3,4	— 0,1
Pappe I 1 $\times$	2,30	0,143	4,4	4,6	— 0,2
Korkholz I	4,90	0,126	4,6	5,6	— 1,0
Korkholz II (resonant)	9,80	0,217	4,8	2,4	+ 2,4
Wollfries 4 $\times$	6,4	0,184	5,5	3,1	+ 2,4
Wachstuch 4 $\times$	1,20	0,132	5,5	5,3	+ 0,2
Wachstuch 3 $\times$	0,90	0,099	7,6	7,8	— 0,2
Wollfries 3 $\times$	4,8	0,138	8,4	5,0	+ 3,4
Packpapier 8 $\times$	1,28	0,096	9,4	8,1	+ 1,3
„ 7 $\times$	1,12	0,084	10,2	9,9	+ 0,3
„ 6 $\times$	0,96	0,072	13,3	12,2	+ 1,1
Wollfries 2 $\times$	3,2	0,092	15,0	8.7	+ 6,3
Leinen 5 $\times$	0,65	0,070	15,6	12,6	+ 3,0
Wachstuch 2 $\times$	0,60	0,066	16,4	13,7	+ 2,7
Packpapier 5 $\times$	0,80	0,060	16,8	16,0	+ 0,8

Material der Scheiben	Dicke der Scheiben in mm	Gewicht pro Flächeneinheit g	Durchgelassene Schallintensität. Bei offenem Fenster = 100	Dieselben Angaben nach der gemeinsamen (theoret.) Kurve	Unterschied der beiden Angaben Δ
Wolltuch I 2 ×	3,60	0,062	20,2	15,2	+ 5,0
Leinen 4 ×	0,52	0,056	21,2	17,2	+ 4,0
Packpapier 4 ×	0,64	0,048	21,6	21,6	+ 0,0
Gummi	0,50	0,056	23,0	17,2	+ 5,8
Filz I (hart)	5,90	0,160	25,0	3,8	+ 21,2
Wolltuch II 2 ×	1,40	0,054	27,0	18,0	+ 9,0
Leinen 3 ×	0,39	0,042	29,2	26,5	+ 2,7
Packpapier 3 ×	0,48	0,036	29,2	31,4	— 2,2
Wollfries 1 ×	1,6	0,046	30,2	23,5	+ 6,7
Watte 4 ×	—	0,128	30,5	5,5	+ 25,0
Eisendrahtgaze mit Wasser	—	0,067	32,5	13,4	+ 19,1
Karton	0,23	0,026	33,6	42,0	— 8,4
Watte 3 ×	—	0,096	34,8	8,4	+ 26,4
Ballontuch 3 ×	0,75	0,078	35,0	34,5	+ 0,5
Wachstuch 1 ×	0,30	0,033	35,4	34,3	+ 1,1
Wolltuch I 1 ×	1,80	0,031	38,5	36,6	+ 1,9
Leinen 2 ×	0,26	0,028	39,6	39,0	+ 0,6
Wolltuch II 1 ×	0,70	0,027	43,5	41,0	+ 2,5
Watte 2 ×	—	0,064	43,6	14,4	+ 29,2
Ballontuch 2 ×	0,50	0,052	45,0	44,0	+ 1,0
Packpapier 2 ×	0,32	0,024	47,6	47,0	+ 0,6
Battist 8 ×	0,40	0,048	51,8	21,6	+ 30,2
Ballontuch 1 ×	0,25	0,026	60,0	60,0	+ 0,0
Packpapier 1 ×	0,16	0,012	64,0	64,0	+ 0,0
Leinen 1 ×	0,13	0,014	64,8	59,0	+ 5,8
Watte 1 ×	24,0–1,3	0,032	65,6	36,0	+ 29,6
Battist 4 ×	0,20	0,024	67,0	47,0	+ 20,0
„ 2 ×	0,10	0,012	83,0	64,0	+ 19,0
Kupferdrahtgaze 2 ×	0,70	0,200	86,6	2,7	+ 83,9
Battist 1 ×	0.05	0,006	88,3	77,5	+ 10,8
Kupferdrahtgaze 1 ×	0,35	0,100	90.0	7,5	+ 82,5
Eisendrahtgaze (weit)	—	0,056	100,0	17,2	+ 82,8

Am undurchlässigsten (gleiche Gewichte der Flächeneinheit vorausgesetzt) sind die Stoffe, die weder porös sind, noch sich gut als Membranen (bezgl. Platten) in die betreffenden Schwingungen versetzen lassen z. B. Aluminium II, Korkholz III.

Dagegen ist bei Battist, Fries, Filz, Watte und Drahtgaze ein großer Teil des durchgelassenen Schalles auf Kosten des Transportes durch die Luft in den Poren zu setzen und zwar um so mehr, je poröser das Material ist, weshalb sich solche Stoffe nur dann zur Schallisolation gut eignen, wenn man sie in starken Lagen und in gepreßtem Zustande verwendet. Besonders durchlässig (verhältnismäßig) ist Filz. Augenfällig ist die Wirkung, wenn man vergleicht, daß Fries von ca. 1,6 mm Dicke ebensoviel Schall durchläßt wie Wachstuch von 0,3 mm Dicke.

Um festzustellen, daß die Resultate unabhängig von der Größe der ausgesandten Schallintensität sind, machte ich bei Fries Aufnahmen für verschiedene Stimmgabelamplituden: Die Galvanometerausschläge sind den Stimmgabelamplituden wieder proportional, weshalb in den Prozentangaben keine Änderung stattfindet (vergl. Tabelle 6).

Tabelle 6.

Telephon-S. G. α Skt.	Stimmgabelamplitude β Skt.	α/β
10,1	96	0,105
8,4	80	0,105
6,3	60	0,105
4,0	40	0,100
1,8	20	0,090

Die Eisendrahtgaze wurde einmal in ihrem natürlichen Zustande verwendet, dann aber auch in der Art, daß mit Seifenlösung versetztes Wasser ihre Maschen ausfüllte. Während die Gaze selbst praktisch ganz durchlässig war, hielt sie mit dem Wasser zusammen mehr Schall zurück, als es die Wasserschicht allein (entsprechend seinem Gewichte in der Kurve) vermocht hätte, d. h. die Gaze reflektiert selbst, sobald die Zwischenräume bedekt werden, sei es auch nur mit einer so dünnen Schicht, wie im vorliegenden Falle (etwa 0,1 mm Dicke).

Reflexion an freistehenden Wänden.

Auf dem ebenen Dache des Institutes versuchte ich die Reflexionsfähigkeit von 4 qm großen Wänden aus Holz, Pappe und Tuch zu bestimmen. Die Stimmgabel war vertikal im Zimmer aufgestellt, mit dem offenen Ende des Resonanzkasteus in einem 15 cm weiten Zinkblechrohre, das durch das Fenster ins Freie führte und möglichst weit vom Mauerwerk entfernt in einem Trichter von 150 cm Länge und 50 cm weiter Öffnung endigte. Der Trichter bewirkt, daß der Schall in Richtung der Achse einigermaßen zusammengehalten wird, was bei der großen Wellenlänge von 140 cm immerhin schwierig ist. Der Trichteröffnung stand dann die betreffende Wand gegenüber. Ohne weiteres kann man bei dieser Wellenlänge die reflektierten Schallmengen nicht messen, da man den Schall, der von der Schallquelle zum Meßinstrument durch Beugung unmittelbar oder durch anderweitige Reflexion gelangt, bei der benützten großen Wellenlänge von 140 cm nicht völlig beseitigen kann. Dieser interferiert mit dem reflektierten Schall. Man könnte also z. B. aus dem Verhältnis von Maximum und Minimum der zwischen Trichter und Wand auftretenden stehenden Wellen die Reflexion bestimmen, doch es stört die Reflexion am Boden und selbst an entfernteren Gegenständen (Turm etc.) zu sehr, als daß man brauchbare Werte erhalten könnte. Es sei nur an einigen Kurven gezeigt, in welcher Art sich die stehenden Wellen ausbilden.

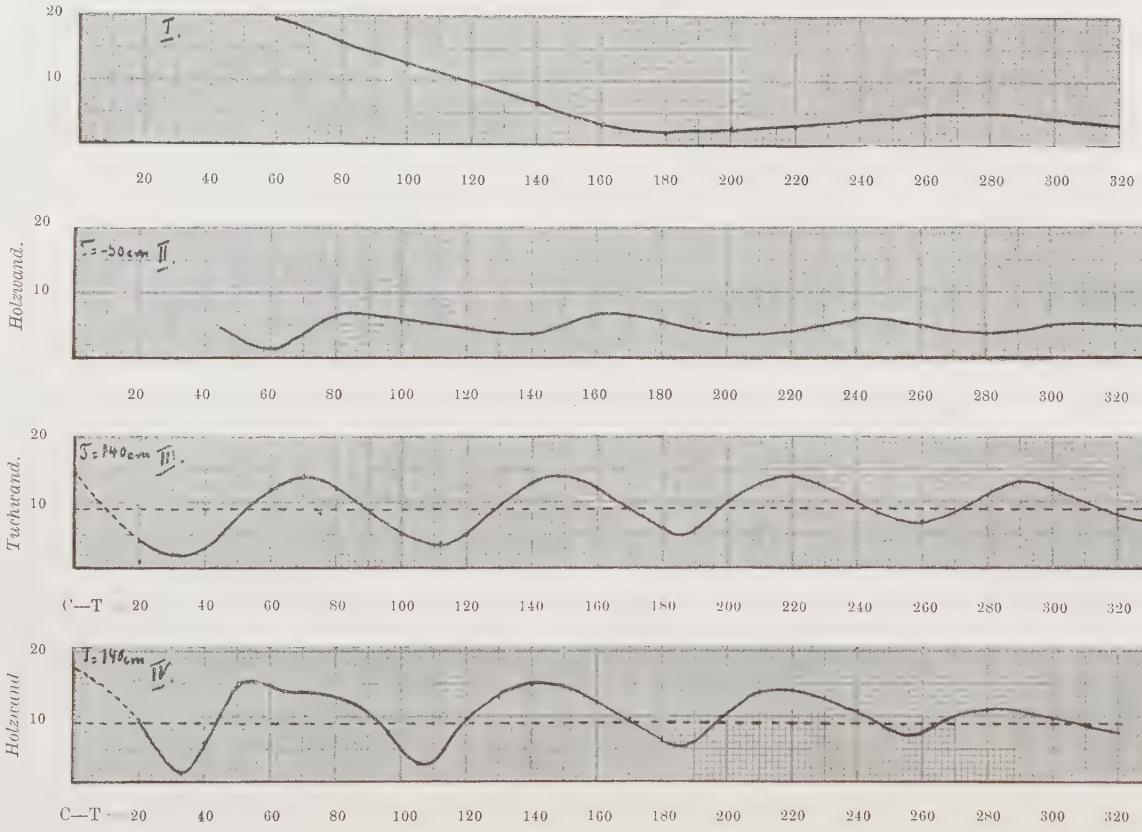
Die Untersuchung geschah in der Art, daß entweder das Resonanztelephon in Richtung der Achse vor dem Trichter bei feststehender reflektierender Wand verschoben wurde oder daß das Telephon an einer geeigneten Stelle stehen blieb und die Wand verschoben wurde. Vergl. Fig. 5 (I—VII).

Es sei von der Mitte der Trichteröffnung aus gerechnet:

A die Entfernung der Holzwand (25 mm Dicke)
B „ „ „ Pappwand (0,9 „ „)
C „ „ „ Tuchwand (5 „ „)
T „ „ „ des Telephons.

No. 2, 3, 4 stellt den Verlauf der Amplituden im Telephon (= Saitengalvanometer) dar, wenn sich das Telephon bei II neben dem Schalltrichter ca. 30 cm hinter diesem befindet, bei III und IV dagegen 140 cm vor dem Schalltrichter. Bei II und IV wird die Holzwand in ihrer Entfernung zum Telephon (in cm als Abszissen eingezeichnet) und zugleich von der Trichteröffnung verändert; bei III ebenso die Tuchwand. Bei einer Distanz vom Telephon zur Wand (vergl. III, IV) von ($\lambda = 140$ cm) $\frac{\lambda}{2}$; λ; $\frac{3}{2}\lambda$; 2λ usw., haben die Amplituden im Telephon ein Maximum; hingegen ein Minimum bei der Entfernung $\frac{\lambda}{4}$; $\frac{3}{4}\lambda$; $\frac{5}{4}\lambda$ usw. An der Wand selbst ist ein Maximum der Druckänderung vorhanden. Je weiter die Wand weggezogen wird, um so mehr nähern sich Maximum und Minimum dem Wert, der ohne Beisein der Wand im Telephon vorhanden ist. Kurve V, VI, VII geben die Amplituden im Telephon an, wenn die Tuchwand bei V 360 cm, bei VI 330 cm und die Holzwand bei VII 325 cm von der Trichteröffnung entfernt stehen bleibt und das Telephon dazwischen verschoben wird. In der Nähe der Trichteröffnung überwiegt der direkte Schall bedeutend, so daß sich da noch keine Wellentäler ausbilden. Erst in größerer Entfernung bilden sich die stehenden Wellen deutlich aus, ($\lambda = 145$ cm) am meisten in der Nähe der reflektierenden Wand. (Die untern Zahlen geben die Entfernung der untersuchten Stelle von der Wand an). Das erste Minimum ist immer etwa 180 cm von der Wand entfernt. Doch die Ausbildung der stehenden Wellen ist hier sehr wenig gleichmäßig, was an der Einwirkung der Bodenreflexion liegt. Man vergleiche dazu die Verteilung der Amplituden vor dem Schalltrichter ohne Beisein der reflektierenden Wände. Sie nehmen erst ab, werden aber von einer Entfernung von 180 cm an wieder allmählig größer, bis sie erst bei 360 cm etwa weiter abnehmen. Vergl. Kurve I und die gestrichelten Kurven. — Am günstigsten noch ist also die Methode von III und IV. Die Ausbildung der Wellen ist leidlich gut. Es ist noch dazu zu bemerken, daß die Tuchwand fast ebenso gut reflektierte

Figur 5.

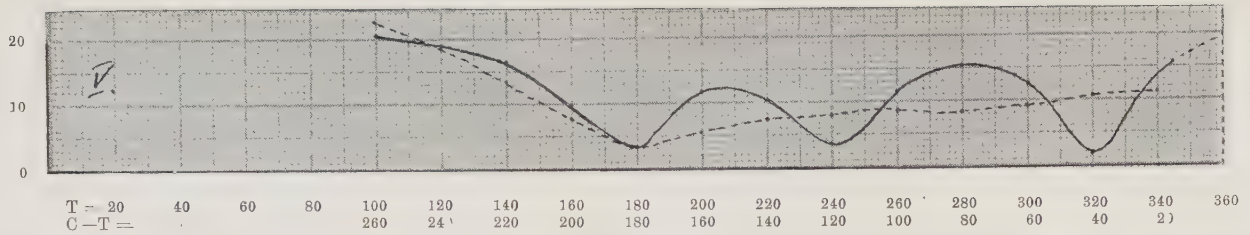


I. Schallausbreitung vor dem Trichter, ohne Anwesenheit einer reflektierenden Wand. (Einfluß der Bodenreflexion!)

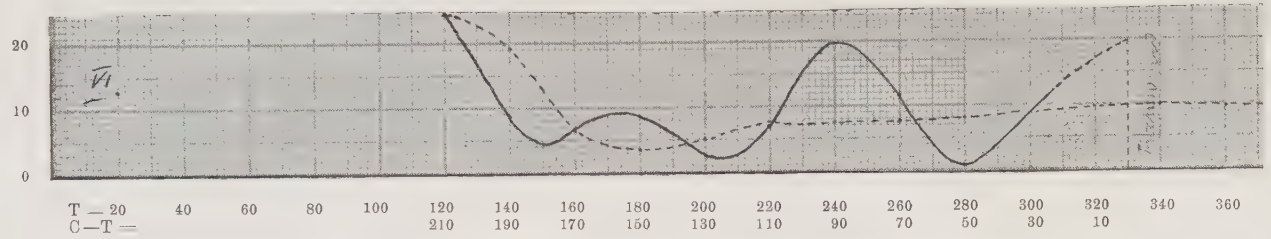
II. Telephon steht seitlich von der Trichteröffnung, 30 cm rückwärts. Holzwand in verschiedener Entfernung davor.

III. Telepon 140 cm vom Trichter entfernt, feststehend. Tuchwand in verschiedener Entfernung (C—T cm vom Tel.) (ohne Wand gibt das Tel. 9 Skt.).

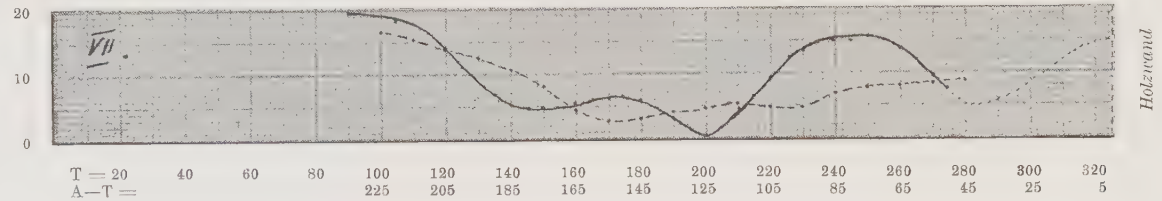
IV. Dasselbe mit Holzwand.



V. Tuchwand 360 cm vom Trichter entfernt feststehend. Telephonstellung verändert, gestrichelte Kurve ohne Anwesenheit der Wand aufgenommen.



VI. Dasselbe mit Tuchwand an der Stelle 330 cm (vom Trichter entfernt).



VII. Dasselbe mit Holzwand in 325 cm Entfernung.

wie die Holzwand und daß keine Änderung zu bemerken war, wenn die Holzwand noch hinter die Tuchwand gestellt wurde, was die Ungenauigkeit dieser Methode zeigt, denn die Tuchwand reflektiert nach späteren Versuchen weniger gut. Bei einem Vergleiche zwischen der Holzwand und einer gleichgroßen Pappwand (0,9 mm Dicke) zeigten sich wohl Unterschiede, was begreiflich ist, da sich die reflektierten Intensitäten theoretisch wie 100 : 62 verhalten.

Das Telephon war dabei 140 cm vom Trichter entfernt ($\lambda = 145$ cm).

Die Holzwand war } a) 72,5 cm vom Telephon entfernt
„ Pappwand „ } b) 108,5 „ „ „ „

Bei a) befand sich also das Telephon in einem Maximum; bei b) in einem Minimum.

Die Tabelle bezieht sich auf verschiedene Schallstärken (ausgedrückt durch die Stimmgabelamplituden.

Stimmgabelampl.	Holz			Pappe		
	Max. (a)	Min. (b)	a/b	Max. (a′)	Min. (b′)	a′/b′
2,7 Skt.	5,1 Skt.	0,8 Skt.	6,4	4,8 Skt.	1,6 Skt.	3,0
3,9 „	8,7 „	1,3 „	6,7	7,6 „	2,6 „	2,9
7,7 „	14,1 „	2,3 „	6,6	13,6 „	4,9 „	2,8
9,0 „	17,0 „	2,8 „	6,1	16,9 „	5,9 „	2,9

Da das Verhältnis a/b bei Holz größer ist als bei Pappe, zeigen die Versuche, daß das Holz besser reflektiert als die Pappe.

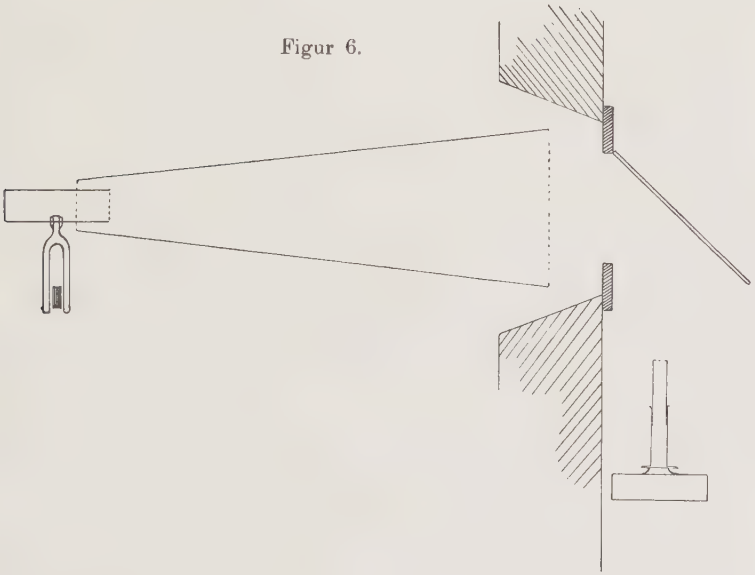
Reflexion an Fensterflügeln.

Hier möchte ich die Resultate über die Reflexionsfähigkeit einiger kleinerer freistehender (d. h. nicht eingespannter) Scheiben angeben, die auf folgende Art gewonnen sind (vergl. Fig. 6). Die Stimmgabel steht im Zimmer, mit dem Schalltrichter als Ansatz, so daß der Ton besonders stark durch das Fenster auf das ebene Dach hinaus tritt. Außen am Fenster ist ein schmaler Holzrahmen drehbar angebracht, an den die

verschiedenen Scheiben angehängt werden können. Das Telephon steht seitwärts an der Wand.

Die stärkste Reflexion tritt ein, wenn die Scheibe mit der Trichterachse einen Winkel von 45° bildet. Da die Scheiben ziemlich klein waren (50 cm im Quadrat) im Verhältnis zur Wellenlänge, war zuerst einmal die Abhängigkeit der reflektierten

Figur 6.



Intensität von der Größe der Scheibe zu ermitteln. Dazu wurden 3 verschiedene Größen von Pappscheiben, einfach und doppelt, untersucht. Aus Tabelle 7 sieht man das Anwachsen der reflektierten Intensität bei Größerwerden der Scheibe. Um einen größten Wert zu erhalten, müßte die Scheibe noch größer sein, als Nr. III, wie das ja auch die Theorie ergibt. Aber die Reihenfolge der einzelnen Scheiben in der Reflexionsfähigkeit bleibt dieselbe. Deshalb gelten die Resultate alle nur als qualitativ.

Tabelle 7.

Die Stimmgabelamplitude bleibt konstant, ebenso alle Abstände; nur die Größe der reflektierenden Wand wird verändert.

Pappe II Größe	Ausschlag im Telephon-S.-G. für Pappe einfach	Pappe doppelt
$(45\ cm)^2$	20,0 — 16,2 = 3,8 Skt.	21,7 — 16,2 = 5,5 Skt.
$(60\ cm)^2$	23,0 — 16,2 = 6,8 „	25,0 — 16,2 = 8,8 „
$(80\ cm)^2$	28,5 — 16,2 = 12,3 „	30,9 — 16,2 = 14,7 „
Luft	16,2 (gebeugter Schall)	16,2 (gebeugter Schall)

Die im Telephon gemessene Schallintensität setzt sich zusammen aus direktem (gebeugten) und reflektiertem Schall. Deshalb ist von den Ausschlägen immer der abzuziehen, den man erhält, wenn keine Scheibe am Rahmen hängt.

Es folgen die Angaben für einige Scheiben.

Tabelle 8.

g = Gewicht pro qcm. d = Dicke der Wand.

	g (g)	d (mm)						
Aluminium II	0,80	2,9	23,5	Skt.	— 16,2	Skt.	= 7,3	Skt.
Eiche	0,46	6,5	23,5	„	— 16,2	„	= 7,3	„
Tanne	0,26	6,0	23,5	„	— 16,2	„	= 7,3	„
Aluminium I	0,23	0,8	23,3	„	— 16,2	„	= 7,1	„
Fries 4×	0,18	6,4	23,1	„	— 16,2	„	= 6,9	„
„ 1×	0,05	1,6	21,5	„	— 16,2	„	= 5,3	„
Packpapier	0,012	0,16	18,4	„	— 16,2	„	= 2,2	„
Battist	0,006	0,05	16,4	„	— 16,2	„	= 0,2	„
Luft	—	—	16,2	„	(gebeugter Schall)			
Pappe II 2×	0,14	1,8	21,2	Skt.	— 13,7	Skt.	= 7,5	Skt.
Fries 2×	0,09	3,2	19,2	„	— 13,7	„	= 5,5	„
Gummi	0,06	0,5	18,7	„	— 13,7	„	= 5,0	„
Pappe II 1×	0,07	0,9	18,2	„	— 13,7	„	= 4,5	„
Wolltuch	0,03	1,8	15,9	„	— 13,7	„	= 2,2	„
Packpapier	0,012	0,16	14,7	„	— 13,7	„	= 1,0	„
Kupferdrahtgaze	0,01	0,35	14,4	„	— 13,7	„	= 0,7	„
Battist	0,006	0,05	13,9	„	— 13,7	„	= 0,2	„
Luft	—	—	13,7	„	(gebeugter Schall)		0,0	„

Zwischen den beiden Reihen ist das Telephon verschoben worden. Eine Zunahme der Reflexion mit der Dicke (bezgl. Masse) ist bei dieser Methode schon bei geringer Dicke und Dichtigkeit der Scheiben nicht mehr festzustellen.

Reflexion am Boden eines Resonanzrohres.

Da die beiden vorhergehenden Methoden keine exakten Resultate gaben, versuchte ich die Reflexion an Scheiben festzustellen, die den Boden eines Resonanzrohres bilden.

Ich verwendete ein größeres Resonanzrohr von 2 m Länge und der lichten Weite 25 cm, aus 8 je 4 cm starken Holzleisten zusammengefügt. An dem einem Ende (B) war ein mit weichem Filz beklebter Holzring so angeleimt, daß man mit Zwingen Platten (resp. Membranen mit Hilfe eines zweiten Ringes) aufpressen konnte. Am anderen Ende (A) konnte in einem angeschraubten kurzen festen Zinkblechansatz ein 40 cm langes Zinkblechrohr verschoben werden, so daß hierdurch eine Einstellung der Röhrenlänge auf Resonanz möglich war. Eine der Holzleisten des Rohres war etwas zurückgesetzt, so daß innen eine Rinne entstand, in der man einen Holzschieber, den Träger des Aufnahmetelephons, verschieben konnte. Dieser Schieber (2,50 m lang) ragte am Ende A, außerhalb des Blechansatzes heraus und war mit einer Skala versehen, an der die Entfernung des Telephons von Ende B abgelesen wurde. Das Telephon hing so am Schieber, daß die Membran senkrecht zur Rohrachse in die Mitte des Rohres zu liegen kam. Das Rohr selbst war im Zimmer aufgestellt, aber das Ende B ragte durch das Fenster hinaus ins Freie, damit dort eine möglichst freie Schallausbreitung möglich war. Vor dem inneren Ende A befand sich in geringer Entfernung (10—30 cm) die Öffnung des Stimmgabelkastens, deren Amplitude wieder mikroskopisch beobachtet wurde. Das Saitengalvanometer war neben dem Mikroskop aufgestellt.

Leider war das benützte Telephon, das von seinem Holzgehäuse befreit worden war, noch immer etwas zu groß, so

daß es die Schwingungsamplituden im Innern (nur bei geschlossener Röhre bemerkbar) ein wenig verändert, wenn der Einfluß auch nicht so groß ist, daß die (ohnehin schwankenden) Resultate wesentlich beeinträchtigt wurden.

Die Dimensionen des Rohres, Länge = 238 cm

$$(L = {}^{7}/_{4}\,\lambda - 0{,}383\,R = 245 - 7{,}0 = 238 \text{ cm}$$

wenn $R = 12$ cm Radius der Öffnung ist) sind so groß gewählt, um mehrere Knoten und Bäuche untersuchen zu können, um den Einfluß der Wände, der bekanntlich um so größer wird, je enger das Rohr ist, zu vermindern, dabei zugleich den des Telephons, und endlich, um größere Abschlußscheiben am Ende B verwenden zu können. Die Wandung ist so stark (4 cm) gewählt, damit ein Mitschwingen oder direktes Durchdringen von Schall möglichst vermieden wird.

Das Telephon gibt maximalen Ausschlag, wenn es sich in einem Schwingungsbauch der Bewegung befindet, also dort, wo man mit dem Ohr, das sich wie ein Manometer verhält, ein Minimum hört. Am festen, geschlossenen Ende der Röhre zeigt es Minimum an. Auf Druckschwankungen kann es nicht reagieren, da immer auf beiden Seiten der Membran gleiche Drucke herrschen. Dagegen gab ein kleines Dosentelephon maximalen Ausschlag im Hörmaximum, also im Maximum der Druckschwankung, was vermutlich daher kam, daß es wie ein Manometer wirkte, da diese Dose sehr dicht abgeschlossen war. Ebenso reagiert das Telephon mit Resonator, wie wir schon sahen, auf die Druckschwankungen, d. h. es gibt maximalen Ausschlag, wenn sich die Resonatoröffnung in einem Hörmaximum befindet.

Daß der Telephon-Saitengalvanometerausschlag für die Schallschwingung im Innern der Röhre wieder proportional der Stimmgabelamplitude ist, ersieht man aus Tabelle 9.

Bei I steht das Telephon bei offenem Rohr in einem Maximum, II bei geschlossenem Rohr im Maximum, III ebenso im Minimum.

Tabelle 9.

	Stimmgabelamplitude α	Telephon-S.-G.-Amplitude β	α/β
I.	3,8	0,9	2,37
	7,7	1,8	2,34
	15,2	3,5	2,30
	26,7	6,6	2,47
	42,4	9,9	2,34
	64,7	15,7	2,42
	76,7	18,6	2,42
	96,7	23,1	2,42
II.	2,7	4,4	1,63
	4,7	7,9	1,68
	7,7	12,7	1,65
	10,7	17,6	1,65
	16,7	26,1	1,57
	20,7	31,3	1,52
	23,7	35,1	1,49
III.	19,7	1,9	0,97
	39,7	4,0	1,01
	59,7	6,1	1,03
	79,7	8,3	1,04
	99,7	10,7	1,07

Zu bemerken ist bei I eine kleine Zunahme des Verhältnisses β/α bei wachsendem α, dagegen bei II eine Abnahme und bei III wieder eine Zunahme. Bei den Versuchen hier kann diese Abweichung ohne weiteres vernachlässigt werden.

Seitens des Resonanzrohres beobachtete ich eine Rückwirkung auf die Stimmgabel: Verschiebt man das Telephon im geschlossenen Rohr von einem Maximum nach einem Minimum, so nimmt die Stimmgabelamplitude etwas ab; ebenso, nur in weit stärkerem Maße, wird diese vermindert, wenn man das zunächst offene Rohr plötzlich durch eine feste Platte abschließt; zu gleicher Zeit nimmt die Schallintensität außerhalb

des Rohres in der Nähe der Stimmgabel erheblich zu, läßt aber dann allmälich mit kleiner werdender Stimmgabelamplitude wieder nach, bis sich Gleichgewicht eingestellt hat.[1]) Der Einfluß von halbdurchlässigen Scheiben ist entsprechend geringer, insbesondere ist die Rückwirkung relativ gering, wenn die Scheibe stark transversal mitschwingt. Hindert man sie dann am Schwingen irgendwie, so nimmt die Stimmgabelamplitude stark ab, z. B. bei Glas in einigen Fällen um 15 %.

Die Rückwirkung ist ferner abhängig vom Zustand der Stimmgabel selbst, denn sie ist gering bei großer Amplitude und ist groß bei kleiner Amplitude; dann hängt sie ab von der Gleichstimmigkeit der beiden Stimmgabeln, d. h. von dem Grade, in dem die 2. Gabel erzwungene Schwingungen ausführt, und zwar kann bei nicht genauer Resonanz der beiden Stimm-

[1]) Bei dieser Gelegenheit möchte ich darauf hinweisen, daß man bei Verwendung von Resonatoren mit einigermaßen großer Öffnung als Schallquelle oder als Empfänger immer auf die Einwirkung der Umgebung zu achten hat. Stellt man z. B. einen solchen Resonator in einen nicht zu großen Kasten, dessen eine Wand von den auf Durchlässigkeit zu untersuchenden Materialien gebildet wird, während die übrigen Wände schalldicht sind, so ist die Resonanz des Apparates durchaus abhängig von den räumlichen Verhältnissen des Kastens. Die Größe des Resonators ist reduziert mit Rücksicht auf freie Schallausbreitung vor der Öffnung. Dies ist in unserem Falle zu berücksichtigen. So kann es kommen, daß das Maximum der Resonanz nicht bei offenem Kasten vorhanden ist und daß bei einer teilweise durchlässigen Wand der ganze Raum im Kasten sich in Resonanz befindet, also daß das Meßinstrument eine besonders große Intensität anzeigt. So scheint mir die Sache zu liegen bei der Arbeit von Sieveking und Behm (Ann. d. Phys. **15**, p. 793, 1904), denn dort wird ein Stimmgabelresonanzkasten in einen Kasten von 50 cm innerer Seitenlänge gestellt und die eine Wand von verschiedenem Materiale gebildet. Die Stimmgabel wird nicht in allen Fällen gleiche Schallintensität aussenden. Vielleicht wird auch damit das auffällige Verhalten erklärt, das Hornstein in seiner Arbeit: „Versuche über Schallmessung“ (Diss., Tübingen) bei gewissen Versuchen bemerkt, daß nämlich das Mikrophon bei Abschluß des Schalltrichters mit einer weichelastischen (halbdurchlässigen) Membran größeren Ausschlag als bei offenem Trichter gab. Der Trichter mag wohl bei teilweisem Verschluß sich ähnlich wie ein Resonator verhalten.

gabeln die Amplitude infolge der Rückwirkung größer oder kleiner werden, je nach den Resonanzverhältnissen des ganzen Systems. Dieselben Erscheinungen beobachtete ich mit einem Resonanzrohr von der Länge $\lambda/_4$ und einer Weite von 5 cm.

Da endlich die Rückwirkung geringer wird, wenn man die Stimmgabel vom Resonanzrohr etwas entfernt, so wurde der anfängliche Abstand von 10 auf 30 cm erweitert. In dieser Stellung und bei den notwendig größeren Amplituden der Gabel (meist 80 Skt. = 2 mm; es ist immer die Verbreiterung des Ritzes, also doppelte Amplitude gemessen) wird die Stimmgabel nicht mehr in störender Weise vom Rohr beeinflußt.

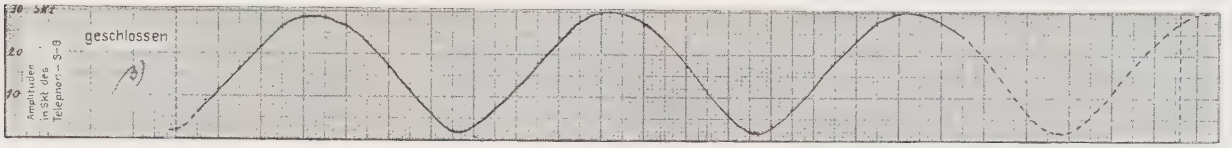
Auch hier machte sich wieder bemerkbar, daß das Innere der Resonanzröhre in Beziehung zum Zimmerraum steht, denn ich beobachtete z. B. sehr deutliche Intensitätsschwankungen im Maximum nahe dem geschlossenen Ende B, wenn sich jemand im Zimmer bewegte. Es wurde daher während einer Versuchsreihe nichts an den Verhältnissen im Zimmer geändert. Ich möchte darauf hinweisen, daß der Durchmesser der Öffnung 24 cm war, also ziemlich groß bei $\lambda = 140$ cm.

Methode.

Der am Ende B reflektierte Schall setzt sich mit dem ankommenden und dem bei A reflektierten zu einem System stehender Wellen zusammen. Bei fest geschlossenem Ende B befindet sich dort ein Maximum der Druckschwankung, bei offenem Rohr dagegen ein Minimum nahe am Ende außerhalb des Rohres, wie dies Fig. 7, α und β zeigt. Die Stimmgabelamplitude ist in beiden Fällen dieselbe. Die Amplituden der Luftschwingung sind gemessen von 5 zu 5 cm Abstand (E) vom Ende B des Rohres, das bei α offen ist (nicht in Resonanz) und bei β durch eine 25 mm starke Marmorplatte abgeschlossen wird (Resonanz). Die Marmorplatte kann als vollständig reflektierend angenommen werden. Die Lage der Minima ist auf etwa $^1/_2$ cm genau einzustellen, während die Maxima flacher sind, so daß die Einstellung zuweilen bis zu 5 cm schwankt. Die Messung erstreckt sich nur so weit, als die ausgezogene Kurve reicht.

Figur 7.

cm Röhrenlänge. $E = 0$ 10 20 30 40 50 60 70 80 90 100 110 120 130 140 150 160 170 180 190 200 210 220 230
(B) *A*



cm Röhrenlänge. $E = 0$ 10 20 30 40 50 60 70 80 90 100 110 120 130 140 150 160 170 180 190 200 210 220 230
(B) *A*

Die weiteren Versuche wurden in der Art angestellt, daß verschiedene Platten, Membranen Tücher usw. als Rohrabschluß benützt wurden, und das Aufpressen der Scheiben wurde im allgemeinen so reguliert, daß die Scheibe möglichst wenig transversal mitschwang, denn je mehr die Scheibe als Ganzes mitschwingt, um so mehr läßt sie, wie wir früher sahen, Schall durch, also um so weniger kann sie reflektieren. Wenn ich eine wesentliche Änderung der Wirkung durch Veränderung der Befestigung erzielen konnte, folgten immer 2 Versuche hintereinander, indem einmal die Scheibe nur fest eingeklemmt war, das andere Mal dagegen ein schwerer Eisenstab so gegen die Mitte angelehnt war, daß sich der Schwingungszustand der Scheibe änderte. Einige Male wurde hierdurch die Reflexionsfähigkeit erhöht, andere Male dagegen erniedrigt, je nach der (nicht festgestellten) Eigenschwingungszahl der Scheibe (vergl. dazu Tab. 12). Da bei der angenähert absoluten Reflexion der Marmorplatte das erste Maximum ca. 32 cm, das erste Minimum 66,5 cm von der Platte entfernt war, wurden für einige Materialien diese Stellen bezgl. ihrer Schwingungsamplitude besonders untersucht. Dann aber wurde vor allem das wirkliche 1. Maximum und Minimum[1]) ihrer Lage und Größe nach bestimmt. Zuweilen wurde auch das 2. und 3. Max. und das 2., 3. und 4. Minimum zum Vergleiche herangezogen, doch die Angaben weichen nicht voneinander ab, so daß nur die für das 1. Max. und 1. Min. hier aufgezeichnet sind.

Es zeigt sich (vergl. Tabelle 10), daß im allgemeinen bei steigender Reflexionsfähigkeit der Abschlußscheiben das System stehender Wellen sich von der Lage, die es bei offenem Rohre einnimmt nach der bei fest geschlossenem Rohre bewegt: also (vergl. Fig. 7.) Max. und Min. nähern sich dabei der Abschlußscheibe bei *B*. Diese Lageverschiebung des Wellensystems gibt einen gewissen Anhalt für die Reflexion (vergl. auch dazu Tab. 10 und 12.) Dabei nimmt die Intensität an der Stelle $\varepsilon = 32$ cm zu, während die an der Stelle $\varepsilon = 66{,}5$ cm abnimmt. Forts. S. 57.

[1]) Die sich im allgemeinen nicht an den Stellen $\varepsilon = 32$ cm resp. $= 66{,}5$ cm befinden.

Tabelle 10

geordnet nach den Amplituden A an den Stellen des Maximums der Luftschwingung.

Material der Scheiben	Dicke der Scheibe in mm	Amplitude bei E = 32 cm a	Amplitude bei E = 66,5 cm b	a/b	Maximum Amplitude A	Maximum Lage bei E cm	Minimum Amplitude B	Minimum Lage bei E cm	A/B
Marmor	25	—	—	—	32,5	32	1,9	66,5	17.1
Fichte	30	—	—	—	32,5	32	2,0	66,5	16.3
Zinkblech	0,40	31,9	1,9	16,8	31,9	30	1,9	66,5	16.8
Korkholz II	9,8	—	—	—	31,1	32	3,3	69	9.4
„ III	14,8	—	—	—	30,6	33	3,2	69	9,6
Messingblech	3	27,0	1,8	15,0	30,3	34	1,9	67	10,6
Aluminium I	0,8	—	—	—	29,5	32	2,6	70	11.3
Glas II	1,05	—	—	—	28,9	34	1,3	68	22.2
Eiche	6,5	—	—	—	27,7	25	3,5	65	11.8
Kiefer	6,9	—	—	—	27,6	29	3,3	66	8.4
Aluminium II	2,9	—	—	—	27,3	24	4,5	62	6.1
Korkholz I	4,9	—	—	—	25,5	31	5,2	67	4.9
Gummi	0,5	—	—	—	24,5	40	2,7	74	9.1
Tanne	6,0	—	—	—	23,5	25	4,0	67	5.9
Glimmer	2,3	22,3	2,3	9,7	22,6	37	1,2	69	18.8
Bleiblech	0,37	—	—	—	21,6	39	1,9	69,5	11.6
Glas I	2,75	20,8	2,9	7,2	21,3	34,5	1,7	70	12,5
Karton	0,23	—	—	—	18,6	44	2,4	79	7,8
Packpapier	0,16	—	—	—	14,6	50	2,7	85	5,4
Glas III	2,25	—	—	—	12,5	38	1,0	72	12,5
(Kupferdrahtgaze)	0,35	—	—	—	4,2	53	1,1	92	3,8
Fries 4 ×	6,4	10,4	2,7	3,9	11,8	32	2,4	68	4,9
„ 2 ×	3,2	8,6	2,8	3,1	8,8	39	2,2	72	4,0
Filz III (hart, grob)	7,9	4,8	2,9	1,7	6,4	41	2,2	74	2,9
Fries 1 ×	1,6	6,0	2,8	2,1	6,3	40	1,7	77	3,7
Filz II (weich)	4,6	4,9	3,0	1,6	6,1	39	2,6	72	2,3
Watte 4 ×	96–5,2	4,0	2,9	1,4	5,8	42	2,1	77	2,8
„ 2 ×	48–2,6	2,6	3,0	0,9	4,9	45	1,7	83	2,9
„ 1 ×	34–1,3	1,8	3,0	0,6	4,2	51	1,0	85	4,2
Luft	0,0	2,0	4,7	0,4	4,0	56	0,4	92	10,0

Tabelle 10a.

Geordnet nach Entfernung des 1. Minimums von Ende *B*.

Material der Scheiben	Dicke der Scheibe in mm	Gewicht pro 1 qcm in g	Lage des eigentlichen Max. *E* = cm	Lage des eigentlichen Min. *E* = cm	Amplituden des Max. *A* Skt.	Amplituden des Min. *B* Skt.	A/B	
Marmor	25,0	—	32	66,5	32,5	1,9	17,1	
Fichtenholz	30,0	2,200	32	66,5	32,5	2,0	16,3	
Aluminium II	2,9	0,800	24	62	27,3	4,5	6,1	Vergl. S. 63.
Eichenholz	6,5	0,462	25	65	27,7	3,5	11,8	
Tannenholz	6,0	0,264	25	67	32,5	4,0	5,9	
Kiefernholz	6,9	0,420	29	66	27,6	3,3	8,4	
Zinkblech	0,4	0,780	30	66,5	31,9	1,9	16,8	
Korkholz I	4,9	0,126	31	67	25,5	5,2	4,9	
Messing	3,0	—	34	67	30,3	1,9	10,6	
Fries 4 ><	6,4	0,184	32	68	11,8	2,4	4,9	
Glas II	1,05	0,310	34	68	28,9	1,3	22,2	
Korkholz II	9,8	0,217	32	69	31,1	3,3	9,4	
„ III	14,8	0,320	33	69	30,6	3,2	9,6	
Glimmer	2,3	0,510	37	69	22,6	1,2	18,8	
Bleiblech	0,37	—	44	69,5	21,6	1,9	11,6	
Aluminium I	0,8	0,231	32	70	29,5	2,6	11,3	
Glas I	2,75	0,680	34,5	70	21,3	1,7	12,5	
„ III	2,25	0,625	38	72	12,5	1,0	15,5	
Fries 2 ><	3,2	0,092	39	72	8,8	2,2	4,0	
Filz II (weich)	4,6	0,098	39	72	6,1	2,6	2,3	
Gummi	0,5	0,056	40	74	24,5	2,7	9,1	
Filz III (hart)	7,9	0,223	41	74	6,4	2,2	2,9	
Fries 1 ><	1,6	0,046	40	77	6,3	1,7	3,7	
Watte 4 ><	96—5,2	0,128	42	77	5,8	2,1	2,8	
Karton	0,23	0,026	44	79	18,6	2,4	7,8	
Watte 2 ><	48—2,6	0,064	45	83	4,9	1,7	2,9	
Packpapier	0,16	0,012	50	85	14,6	2,7	5,4	
Watte 1 ><	24—1,3	0,032	51	85	4,2	1,0	4,2	
Kupferdrahtgaze	0,35	0,010	53	92	4,2	1,1	3,8	
Luft	0,0	0,0	56	92	4,0	0,4	10,0	

Tabelle 11

geordnet nach der Schichtdicke des Materials.

Material der Scheiben	Dicke der Scheibe in mm	Amplitude bei E — 32 cm a	Amplitude bei E — 66,5 cm b	a b	eigentliches Maximum Amplitude A	eigentliches Maximum Lage bei E cm	eigentliches Minimum Amplitude B	eigentliches Minimum Lage bei E cm	A/B
Pappe II (0,068 g) 1 ×	0,90	12,1	3,4	3,6	12,5	37	1,0	74	12,5
„ 2 ×	—	16,3	2,8	5,8	16,4	37	1,3	72	12,6
„ 3 ×	—	20,0	2,5	8,0	20,3	37	1,5	70	13,6
„ 4 ×	—	21,7	2,3	9,4	21,9	35	1,5	69	14,6
„ 5 ×	—	22,8	2,2	10,4	—	—	1,5	69	—
Wachstuch II 1 ×	0,30	7,1	3,7	1,9	8,5	42	0,9	77,5	9,4
„ 2 ×	—	10,8	3,0	3,6	11,7	41	1,1	74	10,6
„ 4 ×	—	15,2	2,5	6,1	16,7	38	1,2	70,5	13,9
„ 6 ×	—	18,2	2,2	8,3	19,7	36	1,4	70	14,1
Fries 1 ×	1,6	—	—	—	15,4	44	5,2	78	3,0
„ 2 ×	—	—	—	—	17,9	41	5,6	73	3,2
„ 3 ×	—	—	—	—	18,9	37	5,7	69	3,3
„ 4 ×	—	—	—	—	19,5	33	5,7	69	3,4
„ 1 ×	—	7,1	4,0	1,8	8,2	40	2,7	77	3,0
„ 2 ×	—	17,8	4,9	2,6	13,8	39	3,2	70	4,3
„ 4 ×	—	13,7	3,5	3,9	14,2	39	3,2	68	4,4
Leinen 1 ×	0,13	4,3	4,6	0,9	5,9	50	1,0	82,5	5,9
„ 2 ×	—	5,7	3,6	1,6	7,7	43	1,0	78,5	7,7
„ 4 ×	—	8,3	3,2	2,6	9,7	41	1,6	76	6,1
Watte 1 ×	24—1,3	1,8	3,0	0,6	4,2	51	1,0	85	4,2
„ 2 ×	—	2,6	3,0	0,9	4,9	45	1,7	83	2,9
„ 4 ×	—	4,0	2,9	1,4	5,8	42	2,1	77	2,8
„ 6 ×	—	5,7	2,8	2,0	6,9	36	2,4	74	2,9
„ 8 ×	—	6,8	3,0	2,3	8,0	35	2,7	70	3,0
Fries 1 ×	1,6	6,0	2,8	2,1	6,3	40	1,7	77	3,7
„ 2 ×	—	8,6	2,8	3,1	8,8	39	2,2	72	4,0
„ 4 ×	—	10,4	2,7	3,9	11,8	32	2,4	68	4,9
Weißblech I	0,18	—	—	—	20,7	35	4,7	70	4,4
„ II	0,23	—	—	—	27,9	32	2,9	70	9,6
„ III	0,39	—	—	—	29,0	29	2,9	68	10,0
„ IV	0,45	—	—	—	29,0	30	3,0	67	9,7
„ V	0,59	—	—	—	25,4	31	4,4	67	5,8
Korkholz I	4,9	—	—	—	25,5	32	5,2	67	4,9
„ II	9,8	—	—	—	31,1	32	3,3	69	9,4
„ III	14,8	—	—	—	30,6	33	3,2	69	9,6

Tabelle 12.

Vergleich zwischen stark und schwach transversal schwingenden Scheiben.

Material der Scheiben transversal mitschwingend		Dicke der Scheibe in mm	Amplitude bei $E = 32$ cm a	Amplitude bei E 66,5 cm b	a/b	eigentliches Maximum Amplitude A	eigentliches Maximum Lage bei E cm	eigentliches Minimum Amplitude B	eigentliches Minimum Lage bei E cm	A B
Aluminium I	stark	0,8	15,4	7,2	2,2	19,2	12—35	3,3	62	5,8
	schwach	—	21,5	2,2	9,8	23,2	36	1,1	70	21,0
„ II	stark	2,9	20,3	6,4	3,3	24,5	12—35	4,0	64,5	6,1
	schwach	—	32,4	2,4	13,5	32,4	30	2,4	66,5	13,5
Eiche	stark	6,5	24,3	4,3	5,6	28,1	15—30	3,2	65	8,8
	schwach	—	33,2	2,3	14,4	33.3	30	2,3	66,5	14,4
Kiefer	stark	6,9	22,8	4,7	4,9	25,5	21—30	4,1	65	5,7
	schwach	—	32,1	2,7	11,9	32,7	30	2,7	65,5	12,1
Glas I	stark	2,75	9,7	6,2	1,6	10,2	0—30	3,4	57	3,0
	schwach	—	11,5	3,7	3,1	12,2	38	2,4	72	4,7
Glas I	stark	2,75	—	—	—	20,0	41	5,3	74	3,8
	schwach	—	—	—	—	27.2	35	5.2	67	5.2
Glas II	stark	2,25	—	—	—	7,1	45	1,3	78	5,5
	schwach	—	—	—	—	12,5	38	1,0	72	12,5
Aluminium I	stark	2,9	17,1	3,1	5,5	17,3	37	2,6	69	6,7
	schwach	—	20,4	5,7	3,6	22,0	24	3,7	63	6,0
Bleiblech	stark	0,37	13,7	2,8	4.9	15.0	39	1.3	71	11,5
	schwach	—	19,7	2,3	8,6	19,7	35	1,7	69,5	11,6
Korkholz III	stark	14,8	17,9	2,1	8,5	19,0	34	1,5	69	12,6
	schwach	—	28,1	3,0	9,4	30,2	30	2,9	65,5	10,4
Karton	stark	0,23	1.7	3.4	0.5	4.6	52	0.8	89	5.8
	schwach	—	5,7	2,9	2,0	7,5	41	0,8	78	9,4

Das Verhältnis $\frac{\text{Ampl. } E = 32 \text{ cm}}{\text{Ampl. } E = 66{,}5 \text{ cm}} = \frac{a}{b}$ wird größer. Wir haben uns zu vergegenwärtigen, daß wir bei Halbdurchlässigkeit mehrere reflektierte Wellen haben: 1. diejenige, die am dichteren[1]) Medium (Scheibensubstanz), 2. die am dünneren Medium (Luft außerhalb des Rohres, vermittelt durch die Luft in den Poren) reflektiert wird und endlich die sekundäre Welle der schwingenden Scheibe. Die beiden ersten Arten haben einen Phasenunterschied von $\lambda/_2$ d. h. die erste Welle läuft um eine halbe Periode voraus.

[1]) Bezüglich der Brechung nennt man akustisch dichter das Medium, in dem die kleinere Schallgeschwindigkeit vorhanden ist.

Um das Phasenverhältnis der ankommenden und der durch die erzwungenen Membranschwingungen erzeugten sekundären Welle festzustellen, stellen wir die Bewegung eines Teilchens der Scheibensubstanz unter Berücksichtigung der elastischen Kraft und der Reibung, sowie bei Annahme kleiner Elongationen dar durch:[1])

1) $$M\frac{d^2x}{dt^2}+R\frac{dx}{dt}+Ex=p$$

Es bezeichnet dabei M die Masse der Oberflächeneinheit, x die Entfernung von der Ruhelage, a den stets positiven Koeffizient der Reibung und b den ebenfalls positiven Koeffizienten der elastischen Kraft. p ist die einwirkende äußere Kraft und ist in diesem Falle eine periodische Funktion der Zeit t, sodaß man, wenn n die Schwingungszahl der die Membranschwingungen hervorrufenden Luftbewegung und A deren Amplitude ist, setzen kann:

2) $$p=Ae^{int}$$

Ein einzelnes, partikuläres Integral der Gleichung 1 ist

2a) $$x=Be^{int}$$

und daraus abgeleitet, ist

$$\frac{dx}{dt}=inBe^{int}$$

$$\frac{d^2x}{dt^2}=-n^2Be^{int}$$

Diese Werte in Gleichung 1 eingesetzt, geben:

$$Be^{int}(-Mn^2+iRn+E)=Ae^{int}$$

oder

3) $$\frac{A}{B}=E-Mn^2+iRn$$

[1]) Vergl. Helmholtz, Vorlesungen über „Die mathematischen Prinzipien der Akustik“, S. 44.

Setzen wir diesen Ausdruck gleich

3a) $$\frac{A}{B} = \varrho e^{+i\delta}$$

oder

$$B = \frac{A}{\varrho} e^{-i\delta}$$

und damit

4) $$x = Be^{int} = \frac{A}{\varrho} e^{i(nt-\delta)}$$

wobei δ die Phasenverzögerung der Membranschwingung gegenüber der Luftschwingung bedeutet.

Aus 3 und 3a ergibt sich

$$E - Mn^2 + iRn = \varrho e^{+i\delta}$$
$$= \varrho \cos \delta + i\varrho \sin \delta$$

also

$$\varrho \cos \delta = E - Mn^2$$
$$\varrho \sin \delta = Rn$$

$$\varrho^2 = R^2 n^2 + (E - Mn^2)^2$$

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{Rn}{E - Mn^2} = \frac{n \frac{R}{M}}{\frac{E}{M} - n^2}$$

Wenn wir nun die Eigenschwingungszahl der Scheibe mit N bezeichnen und die Schwingungsdauer

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{M}{E}}$$

so ist,

$$N^2 = \frac{E}{M}$$

Mithin

$$\varrho^2 = R^2 n^2 + M^2 (N^2 - n^2)^2$$

5) $$\operatorname{tg} \delta = \frac{n \frac{R}{M}}{N^2 - n^2}$$

Dabei ist zu bemerken, daß bei Annahme geringer Reibung $\frac{R}{M}$ sehr klein ist.

Für $N > n$ ist tg δ positiv, δ liegt im 1. Quadranten.

$N = n$ ist tg δ ∞ groß, $\delta = \frac{\pi}{2}$

$N < n$ ist tg δ negativ, δ liegt im 2. Quadranten.

Also die Schwingungen der Scheibe haben je nach der Eigenschwingungszahl gegenüber der erregenden Luftschwingung eine Phasenverzögerung von 0 bis π. Bei Resonanz ist $\delta = \frac{\pi}{2}$.

Um auf die Phase der sekundären Welle in Luft selbst zu kommen, gehen wir von den Wellenpotentialen aus. Wenn wir die Fortpflanzungsrichtung der einfallenden Welle als positive x Achse nehmen und an der Berührungsstelle zwischen Luft und Scheibe $x = o$ setzen, so können wir das Geschwindigkeitspotential[1]) der einfallenden Welle darstellen durch

$$6) \qquad \varphi = a e^{in(t-\alpha x)}$$

wobei α der reziproke Wert der Schallgeschwindigkeit ist.

Die Geschwindigkeit eines Luftteilchens ist:

$$u = \frac{\partial \varphi}{\partial x} = -in\alpha a e^{in(t-\alpha x)}$$

und der Druck

$$p = -\varrho_o \frac{\partial \varphi}{\partial t} = -\varrho_o in a e^{in(t-\alpha x)}$$

wo unter ϱ_o die Dichte der Luft zu verstehen ist.

Die Verschiebung eines Teilchens aus der Ruhelage sei

$$\xi = b e^{in(t-\alpha x)}$$

und daraus die Geschwindigkeit

$$u = \frac{\partial \xi}{\partial t} = inb e^{in(t-\alpha x)}$$

Durch Vergleich der beiden Gleichungen für u finden wir

$$b = -\alpha a$$

und aus den beiden Gleichungen für p (vergl. Gl. 2)

[1]) Vergl. Rayleigh, „Theorie des Schalles“.

$$A = -\varrho_0 i n a = \varrho_0 a n e^{-i\frac{\pi}{2}}$$

Für die reflektierten Wellen haben wir analog:

$$\varphi_r = a_r e^{in(t+\alpha x)}$$

$$u_r = \frac{\partial \varphi_r}{\partial x} = i n a a_r e^{in(t+\alpha x)}$$

$$\xi_r = b_r e^{in(t+\alpha x)}$$

$$u_r = \frac{\partial \xi_r}{\partial t} = i n b_r e^{in(t+\alpha x)}$$

$$= i n a a_r e^{in(t+\alpha x)}$$

7) $$b_r = a a_r$$

Für die sekundären Wellen hatten wir bereits gefunden (Gl. 2[a] und 4):

$$\xi_s = B e^{in(t+\alpha x)} = \frac{A}{\varrho} e^{i\left(n(t+\alpha x)-\delta\right)}$$

Setzen wir hierin den Wert für $A = -\varrho_0 i n a$

$$\xi_s = -i\frac{a n \varrho_0}{\varrho} e^{i\left(n(t+\alpha x)-\delta\right)}$$

und gehen wir davon zum zugehörigen Wellenpotential über, indem wir mit Rücksicht auf Gl. 7 die Amplitude mit $\frac{1}{\alpha}$ multiplizieren, so finden wir:

$$\varphi_s = -\varrho_0 \frac{i a n}{\varrho a} e^{i\left(n(t+\alpha x)-\delta\right)}$$

$$u_s = \frac{\partial \varphi_s}{\partial x} = +\varrho_0 \frac{a n^2}{\varrho} e^{i\left(n(t+\alpha x)-\delta\right)}$$

also zusammengefaßt:

$$\begin{cases} u = n a a\ e^{i\left(n(t-\alpha x)-\frac{\pi}{2}\right)} \\ u_r = n a a_r e^{i\left(n(t+\alpha x)+\frac{\pi}{2}\right)} \\ u_s = \varrho_0 \dfrac{a n^2}{\varrho} e^{i\left(n(t+\alpha x)-\delta\right)} \end{cases}$$

An der Stelle $x = o$ erhält man bei Resonanz, d. h. für

$$N = n \qquad \delta = \frac{\pi}{2}$$

von u_s gegenüber u_r entgegengesetzte Phase,
von u_s gegenüber u gleiche Phase,
von u_r gegenüber u entgegengesetzte Phase.

Für $N > n$ wird $\delta < \frac{\pi}{2}$, also die Phasenverzögerung von u_s gegenüber u_r wird geringer und das Maximum der Bewegung (d. h. das ganze System stehender Wellen) nähert sich der Scheibe. Für $N < n$ wird $\delta > \frac{\pi}{2}$, die Phasenverzögerung wird größer und das Maximum rückt von der Scheibe ab. Daß eine derartige Verschiebung tatsächlich stattfindet, zeigt Tabelle 12, wo die schwach schwingende Scheibe infolge stärkerer Spannung eine höhere Eigenschwingungszahl hat, als dieselbe Scheibe bei starkem Schwingen und zwar liegen die Schwingungszahlen teils über, teils unter der des Tones. Über den Richtungssinn dieser Veränderung läßt sich nichts Genaues mehr sagen, da diese Versuche zu anderem Zwecke angestellt waren und die Eigenschwingungszahlen nicht festgestellt wurden. Die Scheiben waren zumeist locker eingespannt und hatten deshalb tiefe Eigentöne.

Man merkt den Einfluß dieser Übereinanderlagerung mehrerer reflektierter Wellen naturgemäß zuerst im Minimum. Nimmt man dazu, daß Rohrwände und das Telephon selbst Einfluß auf die Ausbildung der Wellen haben, so ist es nicht unverständlich, daß wie Tab. 11 zeigt, meist bei zunehmender Dicke ein und desselben reflektierenden Materials das Minimum an Größe zugleich mit der Amplitude im Maximum zunimmt. Daher bleibt das Verhältnis der beiden Amplituden öfter konstant. Es ist ersichtlich, daß also dieses Verhältnis, so wie es hier gefunden wurde, durchaus nicht als Maß der Reflexion gelten kann. Die Größe der Amplitude im Maximum hingegen, so wie auch die Amplitude an der Stelle $E = 32$ cm und das Verhältnis $\frac{\text{Ampl. } 32}{\text{Ampl. } 66{,}5}$ gaben jedes für sich qualitativ die Reflexion an

(Tab. 10). Zugleich sieht man aus Tab. 10a, 11 deutlich, wie das Wellensystem sich verschiebt.

Es wurde bereits das auffällige Verhalten bei einigen Scheiben erwähnt (vergl. Tabelle 12). Wenn die Scheiben stark mitschwingen konnten, war das Maximum flach und verhältnismäßig klein, das Minimum blieb leidlich scharf ausgebildet und war meist besonders groß. Es waren 2 Fälle dabei zu unterscheiden: Das Maximum, vor allem das 1., war immer noch als solches ausgeprägt; dann war die Entfernung des Wellensystems von der Scheibe groß (2. Abschnitt der Tabelle, Oberresonanz?) oder das 1. Maximum erstreckte sich auf den ganzen Raum von der Scheibe selbst bis ca. zu einer Entfernung $= \lambda/_4$ davor, d. h. die Intensität war, kleine Schwankungen ausgenommen, in diesem Raume ungefähr überall gleich. Das System, bemerkbar an den Lagen der Minima und der halbwegs ausgebildeten 2. und 3. Maxima, lag dabei der Scheibe ziemlich nahe (erster Abschnitt der Tabelle). Hindert man nun irgendwie die Scheibe in ihren transversalen Schwingungen, so verschob sich das Wellensystem in den Fällen der erst beschriebenen Art nach der Scheibe hin, während es sich in den anderen Fällen umgekehrt verhielt. Stets wurde das Maximum wieder größer; in den zweiten Fällen, war es auch wieder deutlich ausgebildet. Zu gleicher Zeit nahm die Schallintensität in der Nähe der Stimmgabel außerhalb des Rohres ganz bedeutend zu.

Nebenbei machte ich die Bemerkung, daß z. B. bei Papier als Abschluß die Intensität im Maximum sowie im Minimum stark schwankte, wenn der Wind stoßweise an das Papier drückte. Das sind dieselben Veränderungen, die ich in anderen Fällen durch Anlegen des Eisenstabes (dauernd) hervorrief.

Die Ergebnisse ergänzen die der Durchlässigkeitsversuche: Je mehr eine Scheibe (Platte oder Membran) als Ganzes (transversal) mitzuschwingen vermag (Resonanz), um so mehr wird von der auf der einen Seite ankommenden Schallenergie dazu verwendet, die Scheibe in Transversalschwingungen zu versetzen, weshalb weniger stark reflektiert wird. Die Scheibe wirkt nun wie eine Schallquelle und gibt auf beiden Seiten

Schallenergie ab, erscheint also als besonders durchlässig (vergl. Weißblech I—V und Korkholz I—III).

Berechnung der Reflexion nach der Formel von Tuma (vergl. Wien. Ber. CXI, p. 402) u. S. 7. Diese lautet

$$\frac{\text{Ampl. } (\delta p)\ \lambda/_4}{\text{Ampl. } (\delta p)\ \lambda/_2} = \frac{2-a}{a}$$

wo Ampl. $(\delta p)\ \lambda/_4$ und a die ihnen auf Seite 9 beigelegte Bedeutung haben. Da hier nun nicht die Amplitude der Druckänderung, sondern der Schwingung gemessen wurde, ist die Formel für diese aufzustellen. Es ergibt sich analog:

$$\frac{\text{Ampl. } (\delta \xi)\ \lambda/_4}{\text{Ampl. } (\delta \xi)\ \lambda/_2} = \frac{a}{b} = \frac{2-a}{a}$$

wobei ξ die Entfernung der Luftteilchen von ihrer Ruhelage ist, und die Suffixe $\lambda/_4$ bezgl. $\lambda/_2$ jetzt die Entfernung des Maximums bezgl. Minimums vom Ende B bezeichnen. a und b sind die in den Tabellen benützten Abkürzungen für die Amplituden. Die Formel ist abgeleitet für nur eine Art reflektierter Wellen. Da nun a entsprechend seiner Definition nicht größer als 1 sein kann, und da die Bezeichnungen $\lambda/_4$ und $\lambda/_2$ nur die beiden fixierten Wellen $E = 32$ cm bezgl. 66,5 cm berücksichtigen, müßte

$$\text{Ampl.} \left(\frac{\partial \xi}{\partial x}\right)_{\lambda/_4} \gtrless \text{Ampl.} \left(\frac{\partial \xi}{\partial x}\right)_{\lambda/_2}$$

in allen Fällen sein, während in einigen Beispielen, hier z. B. bei Watte oder bei offenem Rohr (Luft) $\frac{a}{b} < 1$.

Das genügt, um zu zeigen, daß die Formel nur dann zu verwenden ist, wenn die Maxima und die Minima sich wirklich an beiden Stellen $E = 32$ cm bezgl. 66,5 cm befinden.

Dann ist

$$a = \frac{2}{1 + \frac{a}{b}}$$

und die reflektierte Menge β (in Bruchteilen der ankommenden)

$$\beta = 1 - \alpha = 1 - \frac{2}{1 + \frac{a}{b}} = \frac{\frac{a}{b} - 1}{\frac{a}{b} + 1}$$

So finden wir für die folgenden Stoffe, für die die Lagebedingungen des Wellensystemes als erfüllt zu betrachten sind:

Tabelle 13.

Material	Dicke mm	a/b	β	β (korrigiert)	theoret. Werte
Marmor	25,0	17,1	0,89	1,00	1,000
Zinkblech	0,45	16,8	0,89	1,00	0,995
Fichte	30,0	16,3	0,88	0,99	—
Eiche	6,5	14,4	0,87	0,98	0,985
Aluminium II	2,9	13,5	0,86	0,97	0,995
Kiefer	6,9	12,1	0,85	0,95	0,980
Korkholz III	14,8	10,4	0,82	0,92	0,970

In der Tat finden wir in diesen Fällen, wo die transversalen Schwingungen der Scheiben möglichst eingeschränkt waren, angenähert die von der Theorie geforderte starke Reflexion. Bei dem als absolut reflektierend anzunehmenden Marmor mußte $\beta = 1$ sein Die Differenz scheint durch die Störung des Telephons selbst und der Rohrwände hervorgerufen zu sein, die sich vor allem in den Werten für die Minima geltend macht. Doch dieser Fehler steckt in allen Resultaten und fällt daher in den Relationen zum größten Teile wieder heraus, und man erhält so die korrigierten Werte β' der vorletzten Reihe.

Absorption.

Wenn man das große Resonanzrohr mit der 2,5 cm starken Marmorplatte abschließt, kann man an diesem Ende absolute Reflexion annehmen. Bringt man vor die Marmorplatte nun eine Schicht Watte, Fries, Filz oder dergl. so erhält man eine geringere Reflexion und man kann, da ja an diesem Ende des

Rohres kein Schall austreten kann, aus dieser Abnahme Schlüsse auf die Dämpfungsfähigkeit, die vom Grade der Reflexion und Absorption abhängt, ziehen.

Am besten dämpft Watte, weniger der Wollfries, der grobe (7,9 mm) und endlich der weiche (4,6 mm) Filz. Die Zunahme der Dämpfung hört bei einiger Schichtdicke auf, d. h. die Reflexion hat ihren Höhepunkt erreicht, so daß dann die Marmorplatte ohne zu stören entfernt werden kann.

Tabelle 14.

Material	Maximum		Minimum		$A/B = a\,b$
	Ausschlag A	Lage E cm	Ausschlag B	Lage E cm	
Watte 1× 24 — 1,3 mm	30,4	28	4,5	65	6,8
2×	28,1	27	4,5	65	6,2
4×	24,9	27	5,0	65	5,0
8×	22,7	29	5,4	65	4,2
Fries 1× 1,6 mm	30,7	31	3,1	67	9,9
2×	28,1	31	3,6	66	7,8
4×	23,4	31	3,8	65	6,2
Filz II 3,9 mm	28,3	31	3,5	65	8,1
„ III 4,67 mm	30,0	31	3,2	65	9,4
Marmor	32,7	32	2,2	66,5	13,6

Da hier die Lagebedingungen des Wellensystems erfüllt sind, läßt sich unsere Formel anwenden: $\alpha = \frac{2}{1 + a/b} = 1 - \beta$ d. h. die im reflektierenden Medium zurückbehaltene Menge.

Tabelle 15.

Material	a/b	β	β' (korrigiert)	α	α in %
Marmor	13,6	0,86	1,00	0,00	0
Watte 1×	6,8	0,74	0,86	0,14	14
2×	6,2	0,71	0,83	0,17	17
4×	5,0	0,67	0,78	0,22	22
8×	4,2	0,62	0,72	0,28	28

Material	a/b	β	β' (korrigiert)	α	α in %
Fries 1 ×	9,9	0,82	0,95	0,05	5
2 ×	7,8	0,77	0,90	0,10	10
4 ×	6,2	0,72	0,84	0,16	16
Filz II	8,1	0,78	0,91	0,09	9
„ III	9,4	0,81	0,94	0,06	6

Die Korrektur von β ist in derselben Art vorgenommen wie in Tab. 13.

Die letzte Reihe, α, gibt an, wieviel Prozent von der ankommenden[1]) Schallintensität im reflektierenden Medium absorbiert wird.

Beispiele aus der Praxis.

Im täglichen Leben bemerkt man häufig Erscheinungen der Reflexion, wie sie in diesen Untersuchungen behandelt sind z. B. bei Wandverkleidungen, dünnen Holzwänden, Holzschränken, Glasfenstern etc. sind meist Holzplatten hohl eingespannt, so daß sie leicht in Transversalschwingungen versetzt werden können. Sie absorbieren also einen Teil der ankommenden Schallenergie, wandeln ihn zum großen Teil in eigene Bewegungsenergie um und wirken dann wie eine Schallquelle, indem sie die Luft in Schwingungen versetzen, was oft noch eine Zeitlang nachdauert, wenn auch der ursprüngliche Ton schon verloschen ist. Deshalb wirken solche Wände zerstreuend und geben keine scharfe (harte) Reflexion (in Gegensatz z. B. zu dicken Steinwänden). Wie wir sahen, lassen poröse Körper z. B. Watte, Kork, also auch grobe Asche reichlich viel Schall durch. Feste Wände dagegen haben den Nachteil, daß sie den Schall, den sie einmal aufgenommen haben, und der bei einer großen Aufnahmefläche immerhin reichlich sein kann, vorzüglich leiten, außerdem noch mehr

[1]) Nicht zu verwechseln mit der eintretenden.

durchlässig erscheinen, wenn sie transversale Schwingungen ausführen können. Zu Isolationszwecken wird man daher, wie schon üblich, Doppelwände benützen, den Zwischenraum aber statt mit grober Asche mit dickem und vor allem weichen Filz oder dergleichen Material anfüllen und dabei darauf achten, daß die Wände möglichst wenig Transversalschwingungen ausführen können.

Nebenbei ist zu beachten, daß die Durchlässigkeit nach einem kleinen Raume infolge geringerer Zerstreuung größer erscheint, als nach einem großen Raume.

Interessant ist noch folgender Fall: In einem sonst wenig möblierten Zimmer stand ein Flügel. Während die Akustik anfänglich vorzüglich war, bemerkte man eines Tages ein starkes Nachhallen, obgleich im Zimmer nichts geändert war. Erst zufällig beobachtete man, daß in einem Bodenraum nebenan ein leerer Schrank, der an jenem Tage dicht an die Trennungswand gestellt worden war, heftig vibrierte. Das Nachhallen ließ denn auch sofort nach, als man den Schrank von der Wand ein Stück abrückte, so daß der Schall nicht direkt von der Wand auf den Schrank hinüber- und zurückgeleitet werden konnte. Man hat in der Raumakustik durchaus auf solche Umstände zu achten.

Haupt-Ergebnisse.

1. Die Stimmgabel mit Resonanzkasten in Verbindung mit dem Stimmgabelunterbrecher gibt eine sehr konstante, kräftige und meßbar veränderliche Schallquelle ab.

2. Das Telephon, mit und ohne Resonator, zusammen mit dem Saitengalvanometer ist ein gut brauchbares, einfach zu handhabendes Instrument zur Messung relativer Schallstärken.

3. Die akustische Durchlässigkeit und Reflexion eingespannter dünner Scheiben ist nicht ohne weiteres meßbar, da die Transversalschwingungen der Platte als Ganzes häufig die

Begleiterscheinungen an Größe weit übertreffen. Schaltet man jene Schwingungen nach Möglichkeit aus, so erhält man Resultate, die sich den theoretisch gefundenen d. h. nur auf Longitudinalschwingungen beruhenden Werten nähern, woraus man ersieht, daß dann die Durchlässigkeit und Reflexion bei gegebener Wellenlänge nur von der Masse der Flächeneinheit der reflektierenden Wände, für gewöhnlich aber wegen der Transversalschwingungen auch von der Größe, Struktur und Befestigung der Wände abhängt.

Zum Schlusse möchte ich mir erlauben, Herrn Geh. Hofrat Prof. Dr. Wiener und Herrn Privatdozent Dr. Jaffé für das lebhafte Interesse an dieser Arbeit und für die zahlreichen Ratschläge und die vielfache Unterstützung im praktischen wie im theoretischen Teile meinen herzlichsten Dank zum Ausdruck zu bringen.

Angefertigt im physikalischen Institute der Universität Leipzig.

Lebenslauf.

Ich, Franz Weisbach, ev.-luth. Konfession, wurde geboren in Plauen i. V. am 8. VIII. 1883 als Sohn des Fabrikanten Bernhard Weisbach und seiner Ehefrau Elise Weisbach geb. Rappsilber. Von Ostern 1889—1893 besuchte ich die Vorschule und 1893—1903 das Realgymnasium in Plauen. Im S.-S. 1903 und W.-S. 1904/05 begann ich die physikalischen Studien an der technischen Hochschule in München, genügte dazwischen meiner militärischen Dienstpflicht in Borna b. Leipzig, setzte danach die wissenschaftlichen Studien in Tübingen fort und befinde mich seit Michaelis 1905 an der Universität Leipzig. Während der letzten Zeit trieb ich nebenbei musik-theoretische Studien am Kgl. Konservatorium der Musik in Leipzig. Dem physikalischen Institute gehöre ich als Mitglied seit Michaelis 1906 an.